



TITLE:

湾域の潮流場および外海に面した
沿岸域の海水流動に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

馬場, 康之

CITATION:

馬場, 康之. 湾域の潮流場および外海に面した沿岸域の海水流動に関する研究. 京都大学, 2001, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2001-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3183535>

RIGHT:

(2)

湾域の潮流場および外海に面した沿岸域の
海水流動に関する研究

2000 年 11 月

馬 場 康 之

目 次

第 1 章	緒 論	1
1.1	研究の背景・目的	1
1.2	海流・潮流・海浜流	3
	参考文献	6
第 2 章	水理模型実験手法による湾域における潮流場の流動特性に関する研究	7
2.1	概 説	7
2.2	実験的手法の変遷と水理相似則	7
2.2.1	実験的手法の変遷	7
2.2.2	実験的手法の適用性	8
2.2.3	水理相似則	10
2.3	大阪湾内の流動に関する従来の研究	14
2.3.1	実験的手法を用いた研究	15
2.3.2	数値計算手法を用いた研究	17
2.3.3	現地観測に基づく研究	17
2.4	大阪湾水理模型の概要および実験方法	21
2.4.1	模型の概要	21
2.4.2	実験およびデータ処理方法	21
2.5	平均大潮時における湾内潮流の流動特性	25
2.5.1	流速ベクトル図および流線図	25
2.5.2	流線パターンの不安定性	28
2.5.3	恒流成分に関する検討	30
2.6	平均潮・小潮時の湾内潮流の流動特性	36
2.7	海峡部および河川より流入する水塊の挙動	39
2.7.1	海峡部より湾内に流入する水塊の挙動	39
2.7.2	湾内に流入する河川水の挙動	42
2.8	結 語	44
	参考文献	46
第 3 章	外海に面した沿岸域における強風・高波浪時の海水流動に関する研究	49
3.1	概 説	49
3.2	冬季日本海沿岸における広域海浜流場の現地観測	50
3.2.1	現地観測の概要	51

3.2.2	広域海浜流の平面分布特性	53
3.2.3	広域海浜流の鉛直分布特性	66
3.3	夏期太平洋沿岸における平均流場の現地観測	82
3.3.1	現地観測の概要	82
3.3.2	砕波帯近傍の平均流場と海上風の関係	84
3.3.3	砕波帯沖側の平均流場と海上風の関係	89
3.4	結 語	95
	参考文献	96
第 4 章	荒天時に発達する吹送流場の海水流動に関する研究	99
4.1	概 説	99
4.2	現地観測より得られた海面抵抗係数と風速の関係	101
4.3	荒天時に発達する吹送流場に関する数値シミュレーション	104
4.3.1	数値モデルの概要	104
4.3.2	浅海域における吹送流場の数値シミュレーション	107
4.4	風向変化および海底勾配の変化が吹送流場に及ぼす影響に関する数値実験	113
4.4.1	海底勾配の変化の影響	113
4.4.2	流速分布に与える海面せん断応力および水深の影響	118
4.4.3	海上風の非定常性の影響	120
4.5	結 語	129
	参考文献	134
第 5 章	結 論	135
	謝 辞	

第 1 章 緒 論

1.1 研究の背景・目的

われわれ人類の身近に存在し、様々な形で豊かな恩恵をもたらしてくれる沿岸海域について、環境に関する意識が近年急速に高まりつつある。地球規模の環境問題を話し合う「地球サミット」が開催され、「持続可能な開発と環境保全」の理念の下、地球温暖化問題を初めとする様々な問題が取り上げられている。このような問題を取り扱う際、ともすれば人類と海域を別々に見る“海と対峙する”視点となりがちであるが、元来人類を含めた生物は、その全ての起源を海に持つので、“海を含めた地球というシステム全体”を見る視点が必要であろう。生命体の存在には、生命を育む海が存在が不可欠であり、太陽系の中では第 3 惑星である地球にしか海が存在しない。地球には、表面を覆う大気が存在し、水が液体の形で存在しうる温度を保つのに適した太陽との位置関係、比較的早い自転速度などの多くの条件に恵まれた結果、表面の約 7 割を水が覆う惑星となっているのである。

我々人類にとって海の持つ役割を列举すると、上述したように生命の起源であり、地球上の気候を穏やかにする機能が挙げられる。また、人類にとって必要な資源を提供する場でもあり、生物資源、鉱物、燃料などをもたらす。さらには実用が期待される大きなエネルギーを持つ場であり、世界各国を結ぶ輸送路であるなど枚挙にいとまがない。このような海からの多種多様な恩恵の下に、我々の生活が成り立っているのであるが、経済的な観点に固執し、量や機能に偏重した生産活動および消費行動の結果、海を含めた自然環境に対して、人類が多大なインパクトを与えることとなった。その影響は、海が持つ包容力によって一部が表面化しているに過ぎないが、このままではいずれ憂慮すべき事態となるのは必至である。また、近世以後の人間と海との関係がすでに 2 回の変容期を越え、現在 3 回目の変容期が進展しつつあるとの指摘もある¹⁾。その変容とは、エネルギー、交通、情報通信のネットワーク化と、海洋性レクリエーションの展開によりもたらされるとされ、かつてない新たな交流の出現や、人工的で均質な海浜の創造による未知の影響について警鐘が鳴らされている。

かつて“量や機能”だけを追い求めて、負の遺産を次世代に残す結果となったのは、人間活動が人類を含めた自然環境に及ぼす影響に関して、評価基準が不明確であることが原因として挙げられる。しかし、明確な基準を設定するには、生態系と呼ばれる一連のサイクルや、サイクルを構成する要素間の相互関係に関して解明されていない部分の存在が問題として残る。これらの全貌が明らかとなるには、いましばらく時間を要することになるであろうが、その間を無策で過ごすことは許されず、我々は自然環境に関する知見を集積し、理解を深めるとともに、自然の中の一部としての調和のとれたあり方、振る舞いを模索する必要がある。

陸地を取り囲む海は、岸から沖に向けて海岸、大陸棚、大陸斜面、大洋底とつながり、平均的な水深は 4000～5000m にも達する。大陸棚は海水に覆われてはいるものの、陸上の地形を延長した形状を持ち、非常に緩やかな傾斜をもって大陸周辺に広がっている。大陸棚の平均水深は約 130m であり、30～600m と幅広く変化する。また陸岸からの幅の変化も大きく、平均的には 70km 程度であるが、1000km を越える場所もある。大陸棚の外側には、勾配の急な大陸斜面があり、大きな意味で大陸と海洋の境界に位置している。大陸斜面よりも沖側には、大洋底と呼ばれる広大な深海平原があり、近年では深海調査なども実施されているが、高い水圧に阻まれた未知の世界である。

我々にとって最も身近な海域は、上記の大陸棚より陸側の領域であり、その領域は全海洋のうちの数％を占めるに過ぎない。しかし、この海域は陸域および海底からの栄養塩などが表層に存在しやすいため、生産力が非常に高い海域となっている。この陸岸に近い海域は、内海や内湾の部分も含めて沿岸海域と呼ばれるが、その示す範囲は明確ではなく、藤原²⁾は陸棚上の海域を Coastal sea、陸岸近くの淡水付加の多い河口域を Estuary とし、これら両者の中間に位置する湾域に相当する部分を

Semi-enclosed coastal sea と名付けて区別している。

陸岸周辺に位置する沿岸海域は、沖側の境界条件として、隣接する外洋の影響を色濃く受けることは言うまでもないが、沿岸海域特有の陸岸の存在、小さい水深、空間的な拡がりなどのために、独特の流動場が形成されることになる。宇野木¹⁾は、沿岸海域の持つ特徴として次の8つを挙げている。

- ・ 1つの境界

沿岸海域は、陸岸、海洋、大気、海底に取り囲まれ、それらの境界を通じて運動量、熱量、淡水等の交換が行われる。沿岸海域の容量が極めて小さいために、これら交換の影響が顕著に表れる。

- ・ 増幅作用

外洋からの波動が、浅く狭い領域に集中するため、砕波などの激しい現象を起こす。また地形的に、流体振動系を形成し、条件次第で入射波に共鳴して振動が発達する。

- ・ 導波作用

エッジ波、陸棚波、ケルビン波などは、あまり大きな減衰を伴わず、陸岸に平行に進行して、遠くまで達する。

- ・ 風に対する応答

風により、沿岸海域では水位変化や鉛直循環が顕著に生じる。この影響により、高潮の発生や沿岸湧昇などが生じる。

- ・ 密度差の影響

淡水の流入により、海水密度の水平勾配が大きくなり、鉛直循環が発達する。海面を通じての加熱冷却や、降水蒸発による浮力加入効果によっても循環が発生する。

- ・ 海底摩擦の影響

水深が浅いため、海底摩擦の効果が外洋に比べて大きい。海底摩擦はエネルギーの消費につながる一方で、海岸や海底の地形変化をもたらす。

- ・ 外洋との相互作用

沿岸海域は、外洋にとっての境界層であり、外洋での海水運動に対する規制をもたらし、エネルギーのシンクの場合でもある。沿岸海域は外洋に強く支配されているが、陸地の影響は沿岸海域を通じて外洋に伝達される。

- ・ 閉鎖性の強い水域

内湾、内海は閉鎖性が強く、湖沼に例えられる。実際の海水運動が小さくないにも関わらず、湖沼と同等に汚濁が進んでいるのは、鉛直混合の抑制、生物的化学的生産量の多さに、海水運動による交換が追いつかないためと考えられる。

このように沿岸海域における流動場は、多様な特性を持つことがわかる。この多様な流動場に対して、幾何学的な地形形状を基に海域の分類を行うための指標が提案されている^{4),5)}。この指標は閉鎖度指標（Enclosed Index）といわれるもので、湾の面積、湾口幅、湾内および湾口部での最大水深、もしくは平均水深から算定される。対象海域に関係する外力の項目が考慮されていないが、海域の閉鎖度、すなわち地形的特性の違いを表す簡易的な指標である。中尾・松崎⁶⁾は、平均溶存酸素飽和度と閉鎖性指標との関係には、負の相関のあることを示し、海域の閉鎖性の度合から貧酸素水塊の発生を解釈することができるとしている。村上⁷⁾は国内外の代表的な内湾域の閉鎖度指標を求め、閉鎖度指標により閉鎖性海域（E.I>2.0）、半閉鎖性海域（2.0>E.I>0.8）、開放性海域（E.I<0.8）の3つに分類しており、湾内で卓越する流動として、閉鎖性海域では潮流、開放性海域では海流を挙げ、半閉鎖性海域ではその両方を挙げている。さらに村上・森川⁷⁾は、潮位変動と湾の形状から流れの特性を3つのカテゴリーに分類し、湾内の流れの特性は、外力となる潮位の特性と湾の地形形状、および周辺海域の流れによって支配されるとしている。

沿岸海域を地形的特性の観点から分類した場合、湾域は上に示すように閉鎖性の強弱による分類がなされ、最も閉鎖性の弱い地形として、外海に開けた海域（海岸）が分類される。内湾の周辺には、水域の静穏さによる海運の発達などに伴い、人口の集積が生じた結果、水質にかかわる問題などが生じているが、外海に開けた海域においても、内湾と同様に人間活動との関係は深い。海との関係から多くの恩恵がもたらされていることは言うまでもないが、海からの外力が直接に影響するという意味では湾域と

大きく異なり、常に海からの恩恵と災害外力の両者に対応が求められてきた。つまり、沿岸の開発・高度利用に始まり、海岸の保全、防災、沿岸環境の保全、さらに時代の進展に伴い環境の創造を目的として、海岸侵食制御や沿岸保全のための種々の方策が計画・実施されている。

湾域、外海に開けた海域のいずれにおいても、その地形的、地域的特性に起因する問題を抱え、その問題への対策が策定・実施される一方で、経済、産業活動の拡大に伴う開発計画が予定されている。それらの対策や計画が、当初の目的を十分に果たし、周辺環境への影響を抑制するためには、対象海域における流動場の特性に関する把握が不可欠である。

本研究は、上述したように沿岸海域における流動場の特性の把握が、自然環境との調和の観点から重要であるとの考えに基づき、湾域、および外海に開けた海域を対象として、そこでの流動場の特性について、水理模型実験、現地観測、数値シミュレーションの各手法を用いて検討するものである。

次の1.2では、沿岸海域に関連する流動の概説として、沖側の境界となる海流、海岸近くに存在する海浜流、および沿岸海域の広い範囲に影響する潮流の3つを取り上げ、それらに関する説明を行う。

1.2 海流・潮流・海浜流

沿岸海域においては、上述したように複雑な地形条件と多種多様な外力の影響を受けて流動特性が決定され、様々な時空間スケールを持つ現象が互いに関連して階層構造を形成している⁸⁾。沿岸海域の流動場に関連を持つ流れには、外洋域を流れる海流、潮汐波に伴う潮流、陸岸近く of 海浜流が挙げられる。また、陸域からの淡水流入、海面を通じての熱収支、外洋水の侵入などによる密度流や、海上風の応力による吹送流も同時に存在する。これらの現象の空間スケールは、おおよそ時間スケールに応じて大きくなっている。従って、長い時間スケールを持つ流動は、沿岸海域の規模を遙かに越えるものであり、外洋を含めた規模での影響を沿岸海域に及ぼしている。以下では、沿岸海域の外側境界となる海流、沿岸海域の主たる流動の一つである潮流、最も陸岸に近い領域にある海浜流について概説する。

・海流

海流は、地球規模のスケールで、長期間にわたって一定の方向と流速を持つ流れであり、その成因によって吹送流、密度流、補流、また海流中の水温と周辺海域の水温差により暖流、寒流に区別される。海流は主に風により駆動され、北半球では時計回り、南半球では反時計回りの循環を形成し、日本を含む北太平洋には、黒潮、北太平洋海流、カリフォルニア海流、さらに北赤道海流へとつながる亜熱帯循環が形成される。北太平洋では、北緯 45° 付近に偏西風、北緯 30° 付近に亜熱帯微風帯、北緯 15° 付近に貿易風が存在し、赤道付近はほぼ無風地帯となっている。偏西風、貿易風の恒常的な存在が時計回りの循環を引き起こし、地球自転効果の場所的変化に伴うβ効果によって生じる西岸強化により、黒潮、湾流（ガルフストリーム）などの西岸境界流が生じる。

日本の南岸を流れる黒潮は、世界最大級の強さを持つ海流であり、4～5ノットの流速に達することがある。黒潮は、日本南方で非蛇行、もしくは蛇行の2種類の経路を取ることが知られており、蛇行期には紀伊半島の沖合に冷水塊が出現する。これらの現象は数年程度継続する比較的安定した現象ではあるが、季節変動を含めた大小の変動を含み、沿岸の海況にも大きな影響を与える。暖流の黒潮に対して、日本近海の寒流では親潮が最も重要なものである。親潮も、一般的には北太平洋北部における反時計回りの亜寒帯海洋循環の一部をなすもので、西岸境界流の性格を持つと考えられている。

上記の黒潮、親潮は太平洋側に位置する海流であるが、日本近海には他にも対馬海流、津軽暖流などが存在する。対馬海流は、黒潮と類似した海水の特性を持つため、黒潮の一部が九州南西海域で分岐した支流が北上したものと考えられてきたが、黒潮と東シナ海の陸棚水の混合水が対馬海峡を通じて流入したものであるという見方もある。対馬海流の流路は、その位置、形状ともに変動が大きく、2～3つの分岐流を持つことが知られている。日本海を北上した対馬海流のうち、平均8割程度が津軽暖流として太平洋に抜け、残りは北上を続ける。対馬海流と津軽暖流は沿岸境界流と呼ばれる流れで、地球自転の影響

を受けて陸岸を右手に見て流れる．これら２つの暖流は，沖合の低温水と陸岸の間を流れ，低温水との間にフロントを形成する．これは黒潮が，岸を左手に見て進み，陸岸との間に低温水が存在する場合と好対照を呈する．つまり，黒潮などの西岸境界流は沖合を流れるため，海流と陸岸の間に沿岸特有の水塊が存在するが，沿岸境界流は岸に沿って流れるため，沿岸付近の水塊を運び去ってしまうのである．

海洋の上層，水深数百m程度の海流は風によって駆動されており，日本近海には上述のような海流が存在する．一方で，水深数千mの深層にも海流が存在することが明らかとなっており，北大西洋で沈降してから，北太平洋で上昇するまで約 2000 年を有する深層循環が指摘されている．この深層循環の影響は，湾奥部まで 1000mを越える水深となっている駿河湾などの海況に伝わっていると考えられている．このように海流の変動は，緩やかではあるが沿岸海域の外側の境界にスケールの大きな変化を与えるものであり，その影響は，沿岸海域の流動や環境を大きく左右する．

・潮流

潮流とは，潮汐の干満に伴う水粒子の水平方向の運動である．潮流を引き起こす潮汐は，主に月や太陽がそれぞれ海水に及ぼす起潮力によって起きる海面昇降であり，これは天文潮と呼ばれる．一方，気象変化により生じる海面昇降を気象潮と呼び，気象に起因する周期的な海面変動を意味する．

月や太陽の引力が，地球表面の各点において異なることが潮汐現象の主たる要因であるが，月と太陽の位置関係により互いの起潮力が強調，もしくは相殺される結果となり，大潮や小潮といった潮差（高潮と低潮の差）の変化が生じる．また，１日にほぼ２回生じる潮汐の高さや時間間隔が一般には等しくなく，これを日潮不等と呼ぶ．これら潮汐の現象は，平衡潮汐論⁹⁾を基にして，数多くの周期関数の和として表現される．このように潮汐を規則正しい多くの周期関数としての潮汐に分けることを，潮汐の調和分解といい，分けられた一定の周期，振幅を持つ潮汐を分潮と呼ぶ．分潮の数は多数求められており，半日周潮や日周潮の他に，潮汐が浅海域に進行してくるにより生じる倍潮や複合潮などがある．その分潮のうち，実用的に最も重要なものは M₂（主太陰半日周潮），S₂（主太陽半日周潮），K₁（日月合成日周潮），O₁（主太陰日周潮）の４つである．

潮汐に伴い発生する潮流も，流向，流速が周期的な変化を示し，一般的には潮汐と同様の性質を持つ．海面の昇降に対応して，干潮から満潮への流れを上げ潮，満潮から干潮への流れを下げ潮という．その間に流れが止まったような状態を憩流と呼び，流向が変わるのを転流という．海岸付近や狭い海峡における潮流は，岸に平行な成分が卓越し，往復流に近い性質を持つ．一方，岸から離れた海域では，流速だけではなく流向も時々刻々と変化し，憩流の状態がない場合もある．潮流を１点からのベクトルで表示し，その先端を順次結んだものを潮流図表（ホドグラフ）と呼ぶが，回転方向や回転の回数は場所により異なる．潮流も潮汐と同様に，各々の分潮に調和分解が可能である．調和分解の方法は潮汐の場合と全く同じであるが，潮流の場合は東西，南北方向の２成分に分解した流速について調和分解を行う．調和分解により得られた各分潮流の潮流図表は，一般的に楕円形となり，これは潮流楕円と呼ばれる．潮流楕円は，円に近い場合や直線に近い場合もあり，回転方向も地形などの条件により右回り，左回りがある．海域での流れが，これら分潮流のみで構成される場合，計測結果の平均値はゼロとなるはずであるが，実際にはある平均値が得られる．この平均流は潮流成分を除いた流れという意味で”残差流”（もしくは恒流）と呼ばれる．この流れは一般に微弱ではあるが，数潮汐周期を越える長期間の物質移動に対しては，潮流よりも役割が大きいとの指摘がある．

沿岸海域においては，海域のスケールにより，地球自転の影響が異なり，大きな海域では地球自転の効果のために，外海より進入する潮汐波がケルビン波となり，海面は進行方向の右側で高く，左側で低くなる現象を生じる．また，水深が浅いために海底摩擦の影響も無視できず，摩擦の効果により，海底に近いほど潮流楕円の長軸が短くなり，位相が早まることが知られている

・海浜流

海岸付近の波浪が直接の原因となって形成される流れについては，古くから経験的に認識されていたが，科学的な調査，研究が行われるようになったのは，比較的最近のことである．Shepard-Inman¹⁰⁾は海岸付近での大規模な観測を行い，波浪に起因するまとまりのある流系の形成を見出し，これを海浜流系統と名付けた．この流れは，大きく分けて，波による岸方向の質量輸送，汀線と平行に流れる沿岸

流（並岸流），砕波帯を越えて沖方向に流れる離岸流の３つの流れから成り立っている．また，これら波浪による海浜流に対して，沿岸海流と潮流などにより発生する流れを海岸流と分類している．その後，Longuet-Higgins and Stewart¹¹⁾により radiation stress の概念が導入され，沿岸における波浪に起因する諸現象，特に砕波帯内外での水理現象の解析に関して著しい進展をみた．この概念は，平均海面の傾きに伴う圧力勾配が，波に伴う過剰運動量流束，すなわち radiation stress の勾配と釣り合うという形で表現され，砕波帯外での平均海面の低下や砕波帯内での平均海面の上昇，沿岸流（並岸流），離岸流などの現象解明に適用されている．

これら海岸近くの流れは，漂砂や海岸地形の変化に直接的に影響するだけでなく，沿岸海域での物質輸送や，河川水，温排水の拡散，さらには稚魚など水産資源の挙動にも深く関わるものである．沖から入射した波浪の砕波による沿岸流については，沿岸漂砂量との関連から，かなり古くより研究が行われており，平均流速に関する公式については Putnam-Munk-Traylor¹²⁾の式などいくつか提案されている．Radiation stress の概念を用いた沿岸流の理論的研究成果から，沿岸流の流速分布が求められており，沿岸方向の漂砂量と沿岸流速を関連づける上で，砕波帯内外での流速分布は重要な役割を持つ．

一方，砕波帯を貫いて沖方向に流れる離岸流については，範囲は狭いながらも流速が大きく，粒径の小さな浮遊土砂を岸近くから運び去るため重要とされるが，その発生機構については未だ不明な部分が多い．離岸流をモデル化する試みは Arthur¹³⁾により行われ，渦度の保存則に基づいた解析がなされた．また，radiation stress の概念を用いて，Bowen¹⁴⁾は離岸流を含めた循環流の形成を解析的に示した．離岸流の発生機構は強制外因説と自励内因説に大別され，強制外因説にはエッジ波理論，外重力波理論などがあり，自励内因説には不安定理論などがある．

以下に，本論文の構成を述べる．

第２章においては，湾域の潮流場を対象として，水理模型を用いた潮流場の流動特性に関する実験的検討結果を示す．対象とした湾域は大阪湾であり，２次元フルード相似則に基づく大阪湾水理模型（水平縮尺：1/5000，鉛直縮尺：1/500）を使用し，流れの可視化法を用いた実験を実施した．

第３章では，外海に開けた海域における流動特性の把握を目的として，冬季日本海沿岸および夏期太平洋沿岸において行われた流動場に関する現地観測結果より，特に強風・高波浪来襲時における流動特性を，海上風，波浪との関連の面から考察を行った．現地観測は，日本海側では 98 年 12 月～99 年 3 月に上越・大潟海岸において，また太平洋側では 98 年 9 月，99 年 8～9 月を中心に，鹿島灘に面する波崎海岸にて行われたものである．

第４章は，第３章で示された現地観測・解析結果を踏まえて，現地海岸での適用実績のある３次元海浜流モデルを用いて，荒天時に発達する沿岸方向の吹送流場に関する数値シミュレーションを実施した．この数値モデルは，平均流場，波浪場，乱流場の各モデルを結合した包括的な３次元モデルであり，ここでは荒天時に卓越する沿岸方向の吹送流場と海上風の沿岸方向成分との関係に着目したシミュレーションを行った．

最後に，第５章において，本研究により得られた成果をまとめて結論とする．

参考文献

1) 西田正憲：瀬戸内海の発見―意味の風景から視覚の風景へ―，中公新書，1999.
2) 藤原建紀：内湾の物理環境と人間活動，沿岸海洋研究，第 36 巻 第 2 号，pp.115-120，1999.
3) 宇野木早苗：沿岸の海洋物理学，東海大学出版会，pp.1-21，1993.
4) 西田幸夫：全国海域利用計画への接近，新しい海域利用技術便覧，（株）フジ・テクノシステム，pp.80-111，1978.
5) 村上和男：閉鎖性内湾域の海水浄化に係わる水理・水質環境に関する研究，港湾技研資料，No.900，1998.
6) 中尾 徹・松崎加奈恵：地形性状による富栄養化の可能性，海の研究，Vol.4，No.1，pp.19-28，1995.
7) 村上和男・森川雅行：沿岸域の潮流について，昭和 58 年度港湾技術研究所講演会講演集，pp.27-70，1983.
8) 柳 哲雄：沿岸海洋学 改訂版，恒星社厚生閣，pp.17-22，1994.
9) 彦坂繁雄：潮汐，海洋物理Ⅲ 第Ⅱ編，東海大学出版会，pp.115-132，1971.
10) Shepard, F.P. and D.L. Inman：Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction, Trans. AGU, Vol.3, No.2, pp.196-212, 1950.
11) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart：Radiation stress in water wave, a physical discussion with apprication, Deep Sea Research, Vol.11, pp.529-562, 1964.
12) Putnam, J.A., Munk, W.H. and Traylor, M.A.：The prediction of longshore currents, Trans. AGU., Vol.30, No.3, pp.337-345, 1949.
13) Arthur, R.S.：A note on the dynamics of rip currents, J. Geophys. Res., Vol.67. pp.2777-2779, 1962.
14) Bowen. A.J.：The generation of longshore currents on a plane beach, J. Marine Res., Vol.27, No.2, pp.206-215, 1969.

第 2 章 水理模型実験手法による
湾域における潮流場の流動特性に関する研究

2.1 概 説

沿岸海域における流動場を取り扱う方法として、大きく分けて 3 つの手法がある。
1 つは本章で示す「実験的手法」であり、他は「数値計算手法」および「現地観測による方法」である。
「実験的手法」は、実際の現象を模型上に縮小した形で再現するものであり、「数値計算手法」は、物理現象を数学的に表現する支配方程式から数値モデルを構築し、コンピュータにより解くものである。「現地観測による方法」は、ある特定の観測地点において諸量の計測を行うものであり、その結果は模型、数値モデルの構築における力学的条件の特定に有用であり、実験や数値計算で得られた結果の検証にも役立つ。
現地観測は現地におけるデータという貴重な結果をもたらす方法ではあるが、一般的に多額の経費を要すること、また観測地点における種々の物理現象が介在するため、観測結果の解釈は通常容易ではない。加えて、外力の入力条件の制御は不可能で、常に観測者側の求める結果が得られるとは限らないなどの短所がある^{1),2)}。一方、実験や数値計算は、現地観測に比べて規模も小さく、安価で、実施も容易である。また実現現象よりも単純な条件を設定でき、制御も可能である。
「数値計算手法」は今世紀後半に最も進展した手法であり、最近ではあらゆる工学的な諸問題に関するツールとして用いられている。しかしながら、支配方程式の有する非線形性や、乱れ、底面摩擦などに関する詳細な情報の不足により、完全であるとは言えない部分が存在する³⁾。これらの不足を補う方策として、「実験的手法」は条件の制御や繰り返しが比較的容易であることから、数値計算結果の検証データを与えるというニーズが求められている。
「実験的手法」は、「数値計算手法」が台頭してきた今日においても、その存在意義を失うものではなく、これら両者の方法は有機的に組み合わせられて、共同して複雑な実現象を解明することが求められている。Kamphuis²⁾ は、実験は沿岸での現象を全般的に対象とするのではなく、基礎的な現象や複雑な物理現象間にある相互作用を対象とするように移行するであろうと述べている。このような状況は、”hybrid modeling” という概念により表すことができる。これは、模型を用いた実験により現象の複雑な部分を取扱い、その境界条件や入力条件を、広範囲に及ぶ数値計算結果を使用するというものである。

以下では、2.2 において、水理学、流体力学にまつわる「実験的手法」のこれまでの歴史的変遷を概観した後、「実験的手法」の有用性とその限界、および前提条件となる水理相似則について述べる。
続く 2.3 では、本研究で対象としている大阪湾に関する従来の研究について示し、2.4 以降で、大阪湾水理模型の概略および湾内の潮流に関する実験結果について述べる。

2.2 実験的手法の変遷と水理相似則

2.2.1 実験的手法の変遷^{4),5),6)}

人間が生活を営む上において、水や空気は欠くべからざるものであり、我々の生活はこれらの流体の中で行われてきたと言える。流体力学の基礎が成立するのは 18 世紀の Bernoulli や Euler の登場後で

あるが、われわれの祖先は数多くの経験的知識を通じて、有用な技術を発見し、工夫を重ねてきた。Archimedes による浮力の発見の逸話はあまりに有名な話であるし、中国秦の時代に作られた都江堰は今なおその役割を十分に果たしている。

近世においては、万能の天才といわれる Leonardo da Vinci による渦の観察に見られるように、現象に関する注意深い観察が行われ、現象に関する説明もなされた。この時期には、計測機等が存在しないため、経験的な手法である事象の実験的観察が主となり、実験的方法が誕生することになる。

17 世紀になると、Newton による万有引力の発見に始まる力学の誕生と並行して、数学（微積分法など）が発達し、その結果、広範な知識の進展に必要な基礎が築かれることとなる。こうして、観察を軸とした経験的な領域にあった実験的方法にも、数学・力学の知識が応用され、水理現象に関する数学的な理解、表現の適応性が拡大するようになる。

18 世紀は、Bernoulli や Euler に特筆されるように流体力学の基礎が確立された時期である。また、この時期は、液圧計、ピトー管、流速計、縮尺模型（水車）、曳船模型の 5 つの基本的な道具が発明された結果、制御された条件下での実験観測の時代が開かれ、実験的手法が格段に進歩した時期でもある。そして、Chezy の公式に代表される、流れと代表量との関係を表す定式化も行われるという、数多くの進展を見せた時代である。

19 世紀において、水理学、流体力学はさらなる展開をみせる。この時期、理論的な考察による方法と、実験による経験的な方法が二分される形で進展することになるが、Navier-Stokes による流体運動の定式化や、Darcy や Weisbach が現地および実験室のデータに良く合う公式の提案など、数多くの重要な項目がこの時期に明らかになっている。また、Reynolds による研究室内での実験により得られた、層流と乱流の遷移に関する知見もこの時期の成果として有名である。1891 年には、ドイツの Engels が水理模型を使った実験を始め、橋脚の洗掘現象に関する実験など河川改修に関する研究が以後数十年間にわたって続けられた。このように、19 世紀は実験的方法にとっての最盛期であると言える。

20 世紀初頭、特に水理学の研究においては、前世紀までの水理学を特徴づけていた解析的手法よりも実験的な手法が強調されるようになった。先に示した Engels を始めとして、ドイツにおいて精力的な研究活動が行われ、特に縮尺模型による水理学研究の研究所が数多く普及した。この時期に設立された研究所としては、次に示すようなものがある。

- ・Franzius-Institute in Germany 1914
- ・Hydraulic laboratory at the University of Iowa 1918
- ・Delft Hydraulic Laboratory 1927 など

また、実験水理学の進歩と同程度に、この時期には理論流体力学も進歩を見せた。19 世紀末までは、理論的成果と観察結果の間には、かなり大きな隔たりがあったが、20 世紀初頭になってようやく両者を結ぶ基礎が、Prandtl、続いて Blasius、Karman などによる理論流体力学の進歩により、与えられるようになった。

20 世紀半ばに出現したコンピュータは、その後急激な発達を遂げ、その勢いは未だ留まるところを知らぬが如くである。コンピュータの高性能化に伴い、「コンピュータ実験」なる手法が登場した。この分野の確立と発達には、ハード的な側面は言うに及ばず、数値計算の理論や安定した効率の良いアルゴリズムの開発が不可欠である。水理学の課題を数式でモデル化して、数値的な解析を行う数値水理学は、より大規模かつ複雑な水理現象の解明に用いられるようになり、さらには環境変化の影響予測などにも用いられている。実験水理学と比較して、現象のモデル化の部分に基本的な問題を内包するものの、研究用のスペースに関する制約が少ないことや、大規模、複雑な現象にも適用できるという長所を持つ。

2.2.2 実験的手法の適用性

椎貝 ⁷⁾はその著書の中で、「実験」を次の 3 つに大別している。

- ・思考実験：人間が頭の中で行うシミュレーション
- ・数値実験：数式による現象のシミュレーション
- ・物理実験：「模型」を用いた、実際の現象のシミュレーション

そして、物理実験の持つ意味合いとして、

- ・学問的な意味として、現象の本質を理解すること
- ・模型実験を通じて、ある特定の対象に関する性質を見出すこと
- ・定性的な実験により、ある現象に関する知見を得て、判断の材料とすること

の 3 つを挙げている。

- 同じく、日野 ⁸⁾は流体を用いた実験を次の 4 つに分類している。
- ・定性実験・発見実験：「何が起こるのか」現象の観察、理解、さらに新たな知見の発見
- ・定量実験：各種水理量の計測
- ・検証実験：理論の検証
- ・模型実験：実型実験：複雑な流れの縮尺模型による抵抗、流速分布、流量に関する実験（上記の 3 つを含めることも可能）

椎貝と日野が示している実験の持つ意味はほぼ同様のもので、他に本間 ⁹⁾、江守 ¹⁰⁾も、物理実験の分類および意味付けを行っており、ほぼ同様の結果に達している。

Svendsen ¹⁰⁾ は、実験的手法の目的を次のように示している。

- ・理解の進んでいない現象について、定性的、定量的な知識を得ること
- ・理論解（数値解）を検証、もしくは反証するための計測結果を得ること

上述のように、流体を用いて、現象の観察、計測を行う実験的手法の持つ意味、目的が示されているが、実験的手法もつ長所としては、次のようなものが挙げられる。

- 1)実験条件の制御が比較的容易で、実験の繰り返しが可能
- 2)現地観測に比べて、費用・労力の面で有利
- 3)実験条件を変えることにより、未知の因子およびその重要性を明らかにすることができる
- 4)浮子や染料の流動・拡散の様子が視認でき、現象の理解に役立つ
- 5)地形の局所的な影響や、複雑な地形条件にも適応でき、いわばアナログコンピュータとしての意味を持つ

この他にも、Dalrymple ¹¹⁾や Le Mehautem ¹²⁾が、実験的手法の有用性を示している。

いずれにしても、実験的手法の最も得意とするところは、対象とする現象を表現する方程式系が明確でない場合にも、その現象に対してアプローチが可能であるところであろう。現象を表現する式系が明確な場合には、複雑な境界条件においても定量的な解を与えることができ、式系が不明な場合にも、定性的な理解を進め、経験的ではあるけれども現象を支配する力学的な関係を見出す糸口を与えることができる。また、一般的に実験条件の設定や高い計測精度レベルが維持できるので、限られた条件下ではあるものの、質の良い結果を得ることができる。

一方、実験的手法が持つ短所としては、次のようなものがある。

- ・**Scale effect**：実際よりも規模の小さな模型などを用いるため、互いに関連する現象の関係が正しく再現されない（例えば、模型内の粘性が、実際よりも大きくなってしまうことなど）
- ・**Laboratory effect**：限定された範囲内で実験が実施されるため、実際にはあり得ない境界の影響や、外力条件の不安定などが生じる
- ・対象とする範囲内に作用する全ての外力を、実験時に取り扱うことができない

他には、広大な範囲を対象とする場合に用いられる模型縮尺の鉛直歪みにより、流動場の 3 次元性に対する厳密性の欠如や、拡散現象に対する水平方向の過大評価、鉛直方向の過小評価などの影響がある。

上記の問題点から想像できるように、本論文で取り扱っている潮流場に対する実験においては、定量的な相似則を厳密に満足することは非常に困難である。これは、現象のスケールが大きくなればなるほど（例えば、地球流体など）、大きな問題点として存在する。なぜならば、現象の時空間スケールが大きいほど、その現象中には多種多様の自然現象が混在するからである。

模型実験手法では、様々な要因が関連している現象の中から、ある特定の現象だけを抽出して、その現象を純粋な形で再現しようとする試みがその大半を占める。このような手法が可能となるのは、自然界に混在している様々な素過程を半ば独立とみなして、秩序だった構造の存在が仮定されているからである。本研究において対象としている沿岸海域にも、種々の外力により引き起こされた流動場が同時に

存在しているが、それぞれを実験的に検討する場合には、各現象についてそれぞれ個別に、異なる模型上で表現することが一般的である。

しかしながら、このような個別の取扱いをする場合においては、各々の現象間に存在する、素過程同士の相互作用が切り捨てられてしまい、模型上での現象は自然現象のある一面を表現しているに過ぎないこととなる。その模型上での現象の表現が、対象としている現象のモデルとなっているという保証は、以下に示す相似則により与えられる。

実験的手法が以上のような制限を持つことは、この手法が持つ有用性を否定するものではない。しかし、自然現象のある一面を表現していることに過ぎないことを常に考慮した上で、実験の目的を明確にし、適用範囲を確認しておくことが肝要である。

2.2.3 水理相似則

「実験的手法」が実施される際、その根本には”模型内では原型と同様の挙動が示される”という考えがある。その考えの基礎となるのが、以下で示す水理相似則であり、原型と模型における諸量を結びつける重要な法則である。この法則に関しては、従来数多くの知見が得られている^{12)~16)}。ここでは、最初に一般的な相似条件や相似則について示し、次いで湾域における潮流場を対象とした模型実験を行う場合の相似則について述べる。

原型と模型に関する相似則は、次元解析、もしくは現象を支配する方程式を無次元化することにより得られることが多い。また、最も単純な方法として、実際に模型での計測を実際の現象が再現されるまで繰り返すという方法もある。この方法は複雑な現象に対して有効であり、移動床模型の場合など関係する要因の非常に多い場合に適用されることがある。

- 相似には、幾何的、運動学的、力学的相似の3つがある。
- 幾何学的相似：原型と模型の間で、対応する長さの比が一定
- 運動学的相似：現象と模型の間で対応する時間の比が一定
- 力学的相似：原型と模型の間で、現象に作用する力の比が一定

一般的に、流体に作用する力は、慣性力、重力、粘性力、表面張力、弾性圧縮力および圧力であり、それらの関係は次式で表される

$$F_i = F_g + F_\mu + F_\sigma + F_e + F_p \quad (2.1)$$

添字はそれぞれ、**i**：慣性力、**g**：重力、 **μ** ：粘性力、 **σ** ：表面張力、**e**：弾性圧縮力、**p**：圧力を表す。力学的相似を満たすためには、原型と模型において、対応する全ての力の比が等しいことが要求され、その関係は次式で表される。

$$\frac{(F_i)_{pr}}{(F_i)_m} = \frac{(F_g)_{pr}}{(F_g)_m} = \frac{(F_\mu)_{pr}}{(F_\mu)_m} = \frac{(F_\sigma)_{pr}}{(F_\sigma)_m} = \frac{(F_e)_{pr}}{(F_e)_m} = \frac{(F_p)_{pr}}{(F_p)_m} \quad (2.2)$$

添字の **pr** と **m** はそれぞれ、原型と模型に作用する力を表す

実際の実験において、上式を完全に満たすことは一般的には不可能である。ここで重要なことは、対象としている現象において、支配的な役割を持つ力についての関係を確立することである。これは、相似則の緩和と呼ばれるもので、従来の取扱いにおいては、着目している現象が2つの力の相互作用によって支配されているという簡略化が行われる。

式(2.2)において、慣性力は流れの場には常に存在するものである。慣性力と他のもう1つの力との比を原型と模型で合わせることが、緩和された相似則においては要求される。すなわち、慣性力と他の力の比からは、それぞれ無次元数が導き出され、原型と模型においてその無次元数を同じくすることが、緩和された相似則において求められる条件となる。

$$\text{・ Froude の相似則} \quad \left(\frac{V}{\sqrt{gL}} \right)_{pr} = \left(\frac{V}{\sqrt{gL}} \right)_m \quad (2.3)$$

Froude 数を原型と模型で一致させることを、Froude の相似則という。Froude 数は、慣性力と重力との比を表しており、自由表面を持つほとんどの流動場において重要となる無次元数である。本研究で対象とする潮流場に対しても、この相似則が最も重要なものとなる。

$$\text{・ Reynolds の相似則} \quad \left(\frac{\rho LV}{\mu} \right)_{pr} = \left(\frac{\rho LV}{\mu} \right)_m \quad (2.4)$$

流れにおいて粘性力が支配的な場合、慣性力と粘性力が重要となり、Reynolds の相似則が要求される。層流境界層の問題や低 Reynolds 数の流動場において重要となる。

$$\text{・ Weber の相似則} \quad \left(\frac{\rho V^2 L}{\sigma} \right)_{pr} = \left(\frac{\rho V^2 L}{\sigma} \right)_m \quad (2.5)$$

表面張力が卓越する場合には、Weber 数を一致させる必要がある。これが、Weber の相似則であり、表面張力波や毛管現象などに適用される。潮流などを対象にした場合、表面張力を取り扱うことはないが、縮小された模型内には含まれる可能性がある。このような潜在的な表面張力による scale effect を避けるため、適正な縮尺選定が要求される。

$$\text{・ Cauchy の相似則} \quad \left(\frac{\rho V^2}{E} \right)_{pr} = \left(\frac{\rho V^2}{E} \right)_m \quad (2.6)$$

慣性力と弾性圧縮力が重要となる場合に適用される相似則である。気体を対象とした場合は、**Mach** 数と呼ばれる。この相似則も潮流場には適用されないが、水撃現象または構造物の設計などにおいては重要である。

$$\text{・ Euler の相似則} \quad \left(\frac{p}{\rho V^2} \right)_{pr} = \left(\frac{p}{\rho V^2} \right)_m \quad (2.7)$$

通常、圧力は式(2.2)において従属的に取り扱われることが多いが、圧力と慣性力が卓越するような場合には、Euler の相似則が要求される。模型が原型と幾何的に相似である場合、Euler 数は一定となるため、一般的には Euler の相似則は満足された状態にある。

・ Strouhal 数に基づく相似

流動場における慣性力は、2種類の加速度により発生する。すなわち、移流加速度と局所的加速度の2つである。移流加速度は（着目点とは異なる）別の場所にあった異速度の流体により引き起こされるものと表現でき、局所的加速度はある点である時間に生じた流速の変化で、流れの非定常性を示すものである。これらの加速度の比は下に示す形（式(2.8)）で表され、その比は **Strouhal** 数に相当するものとなる。これは、流れの非定常性を示すパラメータであり、振動流等の非定常流において重要となる。

$$\frac{(\rho L^3)(V/t)}{(\rho L^3)(V^2/L)} = \frac{L}{Vt} \quad (2.8)$$

原型と模型において、上に示した無次元パラメータを等しくすることにより、式(2.2)で要求された（緩和された）力学的相似が保たれることになる。考慮されている外力の中で、表面張力と弾性圧縮力に関しては、本研究で対象としている沿岸域の流動場においては、問題なく無視される。また、Euler 数についても考慮する必要はない。Strouhal 数の一致の条件は、

（距離の比）＝（流速の比）×（時間の比）
を満足すればよいので、結果的に相似則の決定には重力と粘性の効果を考慮することになる。

もし、重力と粘性の効果、すなわち Froude の相似則と Reynolds の相似則を同時に満足されたならば、対象としている現象は上記の考察の範囲内で想定される精度をもって物理的に再現され则认为ら

れる。両者の効果を考慮する場合、式(2.3)と式 (2.4) を同時に満足することになる。しかしながら、一般的に実験は地球上で（同じ重力場で）、同じ水を用いることが普通であるため、

$$g_r = 1, \quad \mu_r(v_r) = 1 \quad (2.9)$$

の関係が成り立つ。添字 r は、原型と模型との比を表す。従って、両方の相似則を満足するためには、

$$L_r = 1 \quad (2.10)$$

なる条件、すなわち長さに関する比が 1 となる条件が要求される。つまり、重力と粘性の影響がいずれも無視できない現象を対象とする場合には、実物と同じ大きさの模型を用いなければならない。

自由表面を有する場合、重力の影響を無視することはできず、Froude の相似則が第一に満足されなければならない。その結果、ほとんどの場合において Froude の相似則に基づいて模型の設計が行われることになり、Reynolds の相似則は二次的な扱いとなる。しかし、Froude の相似則に基づく模型内では、scale effect のため粘性の影響が原型よりも大きくなるので、粘性の影響を無視できるような対策を講じる必要がある。

以上を踏まえて、潮流場を対象とした場合の相似則は次のようになる。

対象とする潮流場は、水平方向のスケールが非常に大きく、対して鉛直方向のスケールが相対的に小さい。また、外力としては潮汐力のみを考慮する。潮汐波は長波であり、その波速は重力加速度と水深にのみ依存し、鉛直流速成分を無視することができる。その結果、圧力の静水圧近似が可能となる。また、この条件は、後で示す模型の歪みを容認する条件でもある。

潮流場の運動方程式には、鉛直方向に積分された水平 2 次元方程式を用いる。これにより、鉛直平均流に関する相似則の考慮や、流動場の微細な構造は無視されることになる。連続式、および x、y 方向の運動方程式は次のようである。

$$\partial \eta / \partial t = -\partial(hu) / \partial x - \partial(hv) / \partial y \quad (2.11)$$

$$\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x + v \partial u / \partial y = -g \partial \eta / \partial x - C_f u \sqrt{u^2 + v^2} / h \quad (2.12)$$

$$\partial v / \partial t + u \partial v / \partial x + v \partial v / \partial y = -g \partial \eta / \partial y - C_f v \sqrt{u^2 + v^2} / h \quad (2.13)$$

代表的な水平方向長さおよび流速を L、U とし、鉛直方向長さを H、代表的時間を t、代表圧力を P として、運動方程式の各項を無次元化する。その結果、右辺第 1 項より Froude 数、第 2 項より底面摩擦に関する式が得られ、それぞれ原型と模型の比から、各相似則が導き出される。このうち、上述したように Reynolds の相似則は二次的な扱いとなるので、最終的に、潮流場に対する相似則は、Froude の相似則と底面摩擦に関する相似則（下式）を同時に満たす条件が要求されることになる。

$$\left(\frac{C_f L}{H} \right)_{pr} = \left(\frac{C_f L}{H} \right)_m \quad (2.14)$$

底面抵抗係数 C_f と Manning の粗度係数 n の間には下式に示す関係がある。

$$C_f = g n^2 / h^{1/3} \quad (2.15)$$

この式より、底面摩擦に関する相似則を Manning の粗度係数に関する相似則として表現する式が得られることになる。

$$n_r = L_r^{-1/2} H_r^{2/3} \quad (2.16)$$

Manning の粗度係数は、粗面水路において発達した乱流状態のもとで、経験的に求められた係数である。Reynolds 数が十分に大きな場合、水理学的に粗である条件はほぼ満たされ、その場合における係数の適用性には問題はない。しかし、縮小された模型内では Reynolds 数が小さくなるため、流れの状況が必ずしも水理学的に粗な領域にはない場合も想定される。この時、底面摩擦に関する相似に問題

が生じると同時に、粘性の影響が無視できない状況となる。この問題に対しては、人工粗度の設置など模型内の粗度を適当に設定することにより、粗度の効果と粘性の両方に関する対策がなされる。その結果、Froude 相似則に基づく模型において、適切な相似条件が確立されることになるが、その代償として横断面内の流速分布など流れの 3 次元性が正確に表現されなくなる。

こうして Froude 相似則および底面摩擦に関する相似則から、原型と模型に対する諸量の比が確定されることになるのであるが、潮流場のような広範囲にわたる領域を対象とする実験の場合には、さらにもう一つ”模型歪み”の問題が生じる。

ここで言う”模型歪み”は、水平方向の縮尺に対して鉛直方向の縮尺を小さくする鉛直方向の歪みを指し、相似条件の一つである幾何学的相似からの逸脱を意味する。模型歪みが要求される理由は、対象とする領域が水平方向に非常に大きく、これに対して鉛直方向に小さいことによる。このような領域に対して、水平鉛直両方向に等しい縮尺を与えた場合、模型内での水深が非常に浅くなる結果をもたらす。模型内の水深が 2.3cm よりも小さくなると、表面張力や粘性の影響が無視できなくなり、相似条件を定める上での前提条件（表面張力は無視し得る、分子粘性の影響は 2 次的）が満たされなくなる。また、鉛直方向の水理量の計測が非常に困難になるという欠点も生じる。

模型歪みを導入することにより表面張力や水深確保の問題は解決されるが、水平方向と鉛直方向のスケールが異なるため、原型と模型の間において、流速の比が水平方向と鉛直方向で等しくならない。従って、模型歪みが適用されるのは、流速の鉛直方向成分が無視できる場合（鉛直方向に静水圧分布が仮定できる場合）である。ここで対象としている潮流場は水平方向の運動が卓越し、鉛直方向には比較的一様であるとみなせることから、先に示したように水平 2 次元的な取扱いが許される。従って、模型歪みの適用が図られることになるが、正しく表現されるのは、水位や流量の断面平均値であって、流れの詳細な状況に関しては、原型とは異なるものとなっている。模型歪みの導入により、実験自体は実行しやすい環境が整うことになるが、そこから得られた実験結果の解釈には、幾何形状の歪みによる影響を考慮するために生じる困難を伴う。

模型歪みによる利点および問題点を列挙すると以下ようになる。

(利点)

- ・水平方向にたいてい小さな縮尺を設定できるため、模型に必要となる空間が減少する。また、規模の小さな模型では、実験時間の短縮、費用の抑制が期待できる
- ・模型内での流速、水深が増大する→Reynolds 数の増加
- ・水面勾配が誇張され、計測精度が相対的に向上する

(問題点)

- ・流動場の再現において厳密性が確保されない
- ・模型内の斜面勾配の増大により、波の反射や回折が正しく再現されない
- ・実験結果に対する幾何形状の歪み、また明確ではない scale effect の影響が潜在的に残る

以上の相似則に関する検討を基に、実際の模型縮尺が選定される。縮尺の選定において、その上限は空間的、機材の能力的な面から制限を受け、下限は相似条件から制限される。縮尺の上限、下限を規定する主な条件としては、次のようなものがある。

<u>上限</u>	実験室の空間的許容量	<u>下限</u>	表面張力の影響
	模型の維持管理能力		粗度の影響
	動力の供給許容量		粘性の影響
	計測技術		計測精度
	実験費用		模型製作の精度

従来、縮尺の選定は実験施設の広さ及び経費にあわせて、まず水平縮尺を選定し、次いで適用する相似則や計測する機器の精度などの条件から鉛直縮尺を選定する、という手順がとられてきた。しかしながら、幾何学的縮尺を先に固定した場合、底面摩擦に関する相似則から、模型内での粗度調整を行う必

要が生じる．ほとんどの場合は、粗度係数を大きくする調整が必要となり、底面への粗度要素の取り付けや、さらに大きな粗度調整が必要な時には高さが水深程度の円柱粗度や流水断面全体を覆う網状型粗度などが用いられることもある．その結果、相対的に大きな粗度要素周辺の局所的な現象が無視できない状況となり、全体的な流動場の相似性が失われる恐れが生じる．このような粗度要素による流動場への影響や、粗度調整の難しさを考慮して、縮尺選定の最初の段階から、模型粗度の調整を念頭に置いた縮尺の選定を行う方法が今本ら¹⁷⁾により提案されている．

2.3 大阪湾内の流動に関する従来の研究

本節では、大阪湾を対象として実施された従来の研究成果について概観する．最初に大阪湾の地形的・海象的特性について述べた後¹⁸⁾、各手法別の研究成果を示す．

大阪湾は瀬戸内海の東端に位置し、長軸約 60km、短軸約 30km、面積約 1400km²の楕円形の湾で、古くは茅渟海(チヌノウミ)、難波潟(ナニワガタ)と呼ばれた．湾には明石海峡、友ヶ島水道の 2 つの狭い開口部があり、南は紀伊水道から太平洋、西は播磨灘に接している．図-2.1 に大阪湾の地形図を示す．

大阪湾を含め、瀬戸内海の大部分は海釜域を除いて水深 100m よりも浅い．大阪湾は水深 60m 以浅の海域が多く、水深 10～20m の平坦面が発達している．当海域の東半分は水深 30m 以下と浅いが、西半分は 30～60m とやや深く、淡路島仮屋の東沖約 10km に「沖の瀬」と呼ばれる海底丘陵が存在する．瀬戸内海全域が水深 100m を越えない浅海域であることからわかるように、この地域の海底地形は第四紀後半の水期・間水期の海水面変動の影響を強く受けている．特に 2 万年前の主ウルム氷期には海水準は約 80m 低下し、現在の瀬戸内海のほぼ全域が陸化した．また、約 6000 年前の縄文時代には現在よりも数m高い所まで海水面が上昇し、この時期の大阪湾奥部には河内湾と呼ばれるもう一つの湾が存在したことが知られている^{19),20)}．

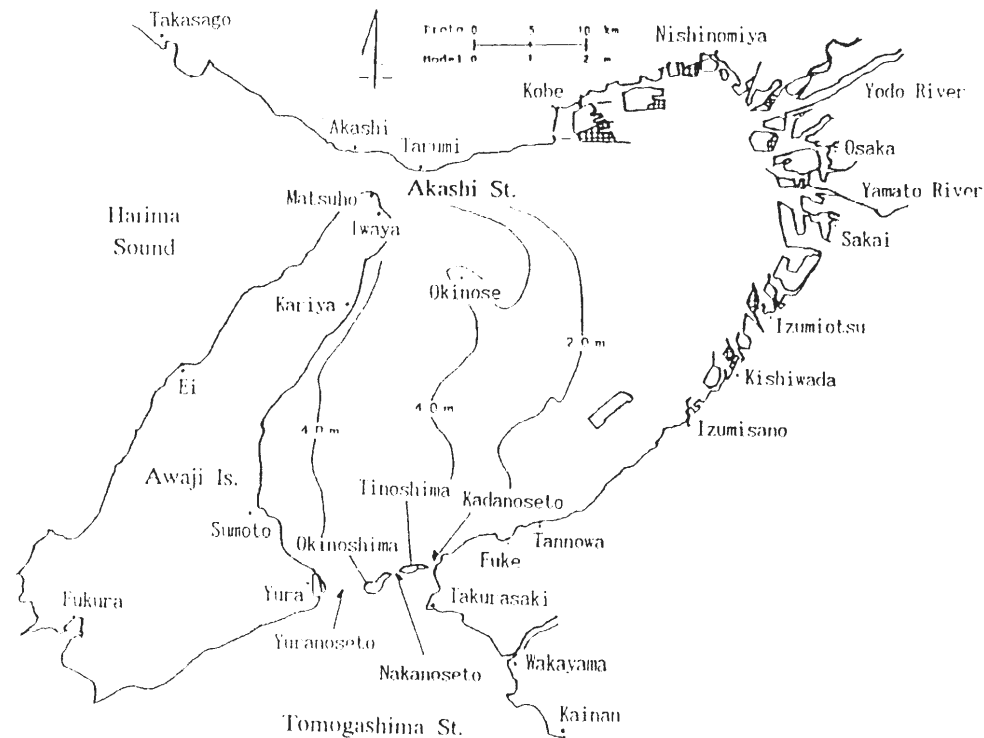


図-2.1 大阪湾地形図

大阪湾岸における M₂ 分潮の振幅は約 30cm、S₂ 分潮の振幅は約 17cm である．従って、平均的な大潮差は約 95cm、小潮差は約 25cm である．この半日周潮の振幅は南から北に向かってわずかながら減少しており、明石海峡付近ではおよそ半分程度となる．日周潮 (K₁, O₁) については、上記のような傾向は見られず、場所的な差は小さい．日周潮と半日周潮の振幅の比は、湾南部では 0.9 よりも小さく、北部では 0.95 を越える値となり、日潮不等は北部に向かって著しくなる．特に、明石ではこの比が 1.6 に近く、日潮不等が顕著で、1 日 1 回潮がかなりの割合で出現する．潮流は、明石海峡、友ヶ島水道で強く、特に明石海峡では 10 ノットに近い流速が観測されることもある．明石海峡での潮汐は日潮不等が顕著であることは先に述べたが、潮流に関しては 1 日 2 回潮がきれいに見られる．湾内の潮流は淡路島寄りの海域で強く、最大 1 ノット程度となる．

風に関しては、冬は W～NW の季節風、夏は S～SW の風が卓越する．月平均風速は、冬に 4m/s を超えるほかは、3～4m/s 程度のことが多い．概して、強風が連続することは少なく、穏やかな状態を呈することが多い．

水温と塩分の分布は夏と冬では大きく異なる．夏期は水平方向の混合が卓越するが、鉛直混合は成層の形成により極めて、一般的には深さが増すと水温は低く、塩分は高くなるため、安定度は大きい．一方、冬期は鉛直混合が卓越する結果、混合はかなりの深さに達する．一方、水平方向の勾配は大きく、南部の高温・高塩分と北部の低温・低塩分との差は大きい．春は冬から夏への、秋は夏から冬への移行期にあたり、中間的分布を示す．

湾奥に流入する河川水により、表層の塩分濃度は低くなる．従って表層の密度は小さくなり、安定な成層が形成される．夏にはこの流入量が多く、さらに海面付近の水温は非常に高くなることにより、成層は極めて顕著になり、安定度は大きくなる．なお、河川水の影響が大きいのは 5m 以浅の層で、かなり広範囲におよぶ．しかし、冬には海面からの冷却で表層の水温は低くなり、低塩分による密度の減少に打ち勝って海面付近の密度は大きくなって不安定を生じ、鉛直混合がおこり、成層は弱くなる．

2.3.1 実験的手法を用いた研究

わが国で初めての潮流場に関する実験は、1930 年に神戸海洋気象台で行われた瀬戸内海東部の実験とされている²¹⁾．その後、各地で数多くの潮流に関する模型実験が実施されており、大阪湾を対象とした実験は主に、運輸省港湾技術研究所、通産省工業技術院中国工業研究所、京都大学防災研究所において行われている．

運輸省港湾技術研究所では、1971 年に大阪湾水理模型（水平縮尺 1/2000、鉛直縮尺 1/100）が設置された．金子ら²²⁾は、大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験の一環として、湾内の潮流場に関する検討を行っている．実験では、半日周期潮を与え、河川流量は年平均流量を与えている．図-2.2 は大潮時の上げ潮流及び下げ潮流の流況である．また、湾内に計画されている大規模埋立地による湾内潮流および拡散現象に及ぼす影響を検討しており、沿岸埋立地造成による潮流への影響は小さく、流速変化は現況と比べて 0.1～0.2 ノットであるとしている．また、湾内の拡散現象は潮流の流動と対応し、埋立地造成による影響は少なく、むしろ拡散を促進する傾向を持つ結果を得ている．

金子ら²³⁾は、湾内の汚染に対する、主要な汚染源の寄与についても検討し、湾内の海水汚染に関しては、汚濁負荷量の大きな淀川河口、大阪港周辺海域の寄与が大きい結果を得た．また、拡散実験を繰り返した場合の再現性に関する実験を行い、実験時の拡散範囲がかなり類似している場合でも、濃度に関しては大きな差異のあることを指摘している．

通産省工業技術院中国工業研究所には、1973 年に長さ 200m にも及ぶ巨大な瀬戸内海水理模型（水平縮尺 1/2000、鉛直縮尺 1/160）が作られた．ここでは、大阪湾を含む瀬戸内海を対象とした模型実験が数多く実施されており、大阪湾内の流動に関する以下のような研究成果が得られている．

上嶋ら²⁴⁾は水理模型の水面上に浮かべた浮標を追跡し、大阪湾内の流況について検討している．図-2.3 は 10 周期間、浮標追跡し得られた流跡分布図である．浮標は潮流に伴う小さな往復運動しながら、明石海峡の南東部に出現した大きな環流に乗って流れている様子が確認できる．また、停滞水域の流況改善を目的として、海峡部に構造物を設置した場合の効果に関する評価（上嶋ほか²⁵⁾）や、湾内の埋立による流動環境の変化に関する実験（上嶋ほか²⁶⁾）を実施し、現在計画中の大規模開発構想は大阪湾奥部の

停滞性を強め、現状よりも水質汚濁や赤潮発生を促進するマイナス影響の懸念を指摘している。

京都大学防災研究所には、1975年に瀬戸内海水理模型（水平縮尺 1/50000、鉛直縮尺 1/500）が設置されたが、それ以前より潮流場に関する模型実験（例えば 1958 年に広島湾の実験など）が活発に行われてきた。1987 年には大阪湾および周辺海域を対象とした水理模型（水平縮尺 1/5000、鉛直縮尺 1/500）が作られ、湾内の潮流に関する研究が行われている。

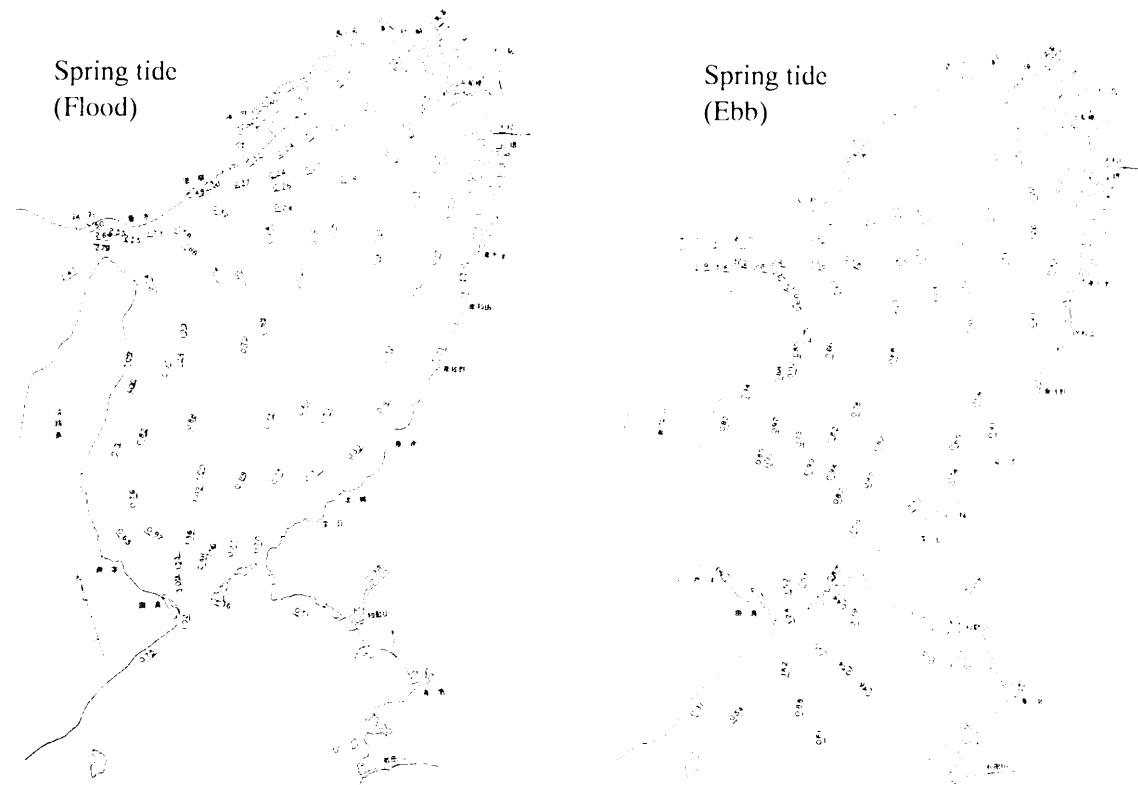


図-2.2 大潮時の湾内の流況（金子ら²²⁾）

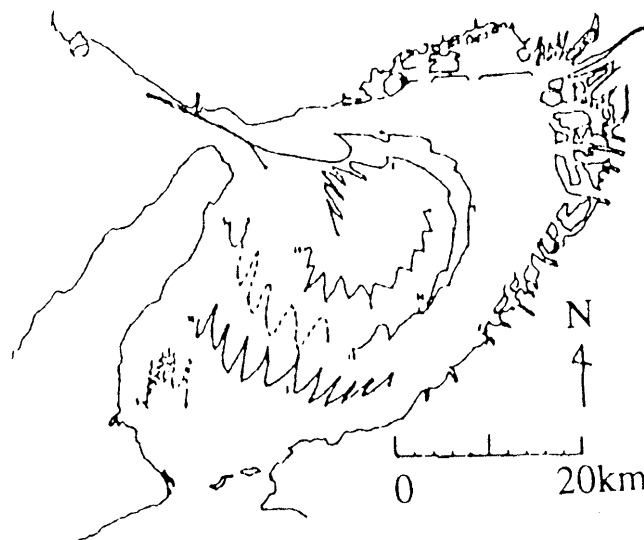


図-2.3 浮標追跡結果（上嶋ら²⁴⁾）

樋口らは、1/50000 の瀬戸内海模型を用いて、模型の縮率に関する研究²⁷⁾や、瀬戸内海を通じての海水交流に関する実験²⁸⁾を数多く実施し、湾内潮流場の流況や残差流、海水交換に関する知見を得た。

今本ら^{29),30)}は、縮尺の異なる 3 種の大阪湾水理模型を用いて、同一条件下を対象とした実験結果に現われる模型歪みの影響についての検討を行い、模型歪みが大きな模型ほど潮流速や水平方向の拡散に関して、実際の現象を過大評価する可能性のあることを示している。

西村ら^{31),32)}は、従来の Froude 相似に基づく実験手法に、地球自転による効果を考慮した Rossby 相似を導入した実験を行い、湾内に発生する渦の構造や恒流に関して検討している。西村らは、大阪湾内に存在が指摘されている恒流に関して、回転系としての取扱いが必要であるとし、Froude 相似則より作成された模型をターンテーブル上で回転させた実験を行った。その結果、現地観測結果より指摘されている湾内の恒流が再現され、恒流の物理的実体は、湾内の回転系潮流乱流場に卓越する組織的渦構造の全体平均であるとしている。

2.3.2 数値計算手法を用いた研究

コンピュータの高性能化に伴って、日進月歩の感がある数値計算手法であるが、大阪湾内の流動場に適用されるようになったのは、1970 年代以降で、その当時は広大な領域を対象とする湾域に関する数値計算は、水平 2 次元的な取扱いがなされた^{33),34)}。

その後、計算処理能力の向上、効率的なアルゴリズムの開発などの進歩によって、水平 2 次元から 3 次元的な扱いへと移行し、計算の対象も単に流動だけではなく、塩分濃度に起因する密度場や海上風を取り入れた形の計算が実施されるようになり、さらにはプランクトンなどの生物を含めたモデルも扱われるようになりつつある。大阪湾に関する数値計算に関しては、中辻らが精力的な研究を行っている。

中辻ら³⁵⁾は、3 次元バロトロピック流れの数値モデルを用いて、大阪湾内の流動に関する数値解析を実施した。図-2.4 下図は明石海峡東流・西流最強時における湾内の流動を表しており、断面は図-2.4 上図に示す位置である。これより 20m 等深線付近に潮汐付近に潮汐フロントが存在することを示し、このフロントをはさんで東西の水塊の交換が遮断されている点を明らかにしている。また残差流ベクトルから、湾奥部において 3m 層に他の層には見られない時計周りの環流があることを指摘し、空間的規模が数 km の現象であっても成層の影響により地球自転の効果が働くことを示している。また、中辻ら³⁶⁾は大阪湾内の物質の移動と拡散を調べるために、仮想粒子の追跡による数値的な可視化実験を行った。その結果、大阪湾湾奥部は淀川からの河川水流入の影響を受けており、上層と下層では流動構造が異なることを指摘している。

これら数値計算結果と現地観測結果から、中辻、藤原^{37),38)}は、大阪湾などの内湾規模の海域を「エスチュアリー」として捉える必要性を示し、大阪湾西部は潮流の卓越する強混合域、東部は成層が発達してエスチュアリー循環が卓越することを明らかにした。

山根ら³⁹⁾は、1920 年代以降の大阪湾水質観測データを整理して、その水質および密度場の季節変化を明らかにした。大阪湾は西部海域と東部海域で密度構造が大きく異なることを指摘し、東部湾奥海域において西宮沖環流による輸送過程を確認している。さらに、3 次元流動・生物系水質モデルを用いて、大阪湾における夏期の栄養塩の循環機構に関する数値実験を行い、湾奥部の栄養塩収支について検討した⁴⁰⁾。その結果より、湾内の夏期の水質分布は、湾内の残差流系の流動と密度場に強く支配されていること、東部湾奥海域には、陸域負荷と同規模のリンが供給されていることを示している。

2.3.3 現地観測に基づく研究

現地観測に関する指針は、海洋観測指針⁴¹⁾等に表示されており、定点での流速・流向および水質等の観測が長期間にわたり実施されている。近年 ADCP(Acoustic Doppler Current Profiler)や VHF レーダなどの観測機器の進歩により、流速の平面・鉛直分布など貴重な情報も蓄積されつつある。さらに広範囲の領域ゆえの困難さ克服する方法として、人工衛星によるリモートセンシングも数多く実施されている。

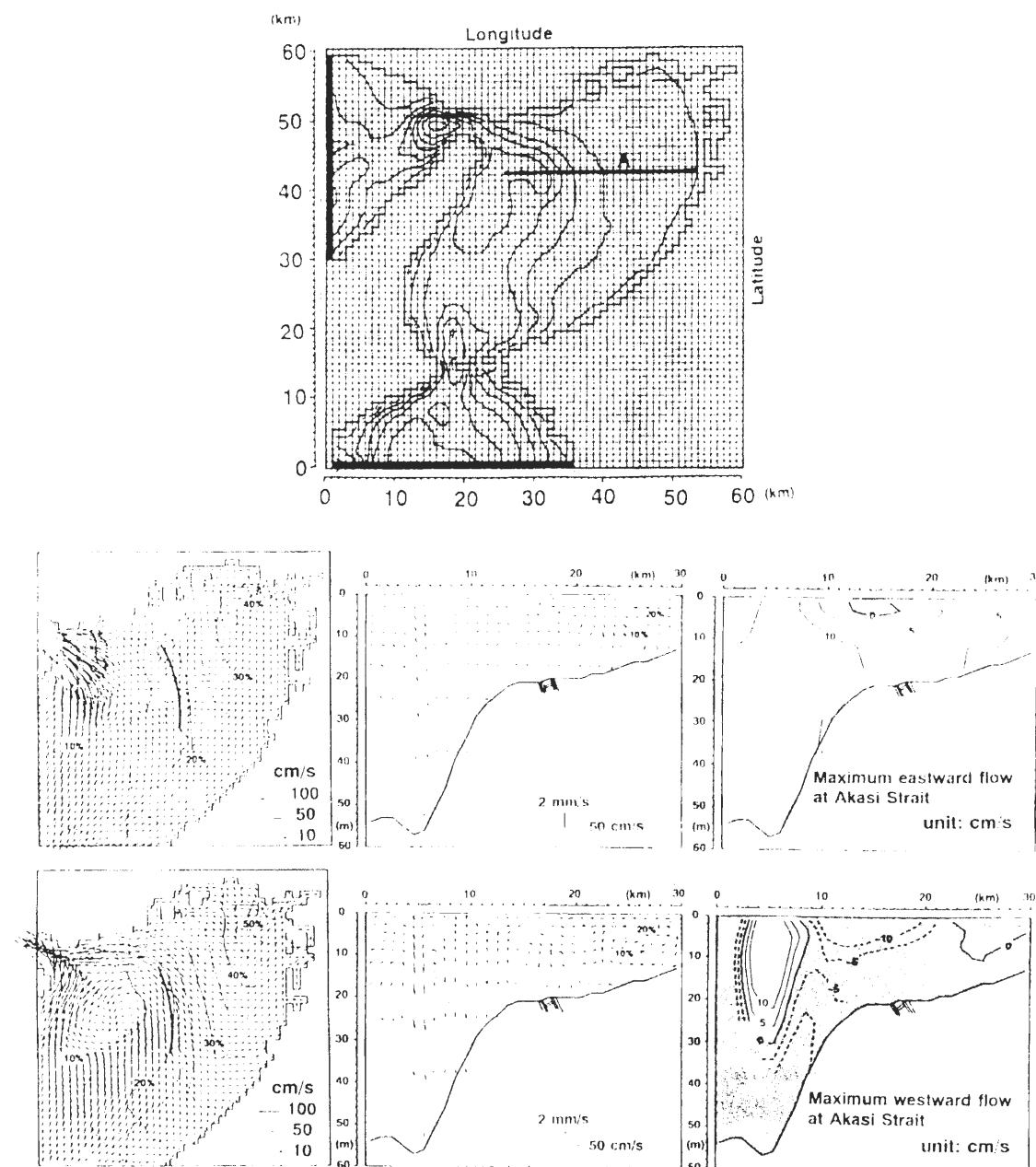


図-2.4 大阪湾内の流動（中辻ら³⁵⁾）

大阪湾に限らず日本の沿岸海域の潮流について基本的なデータを示すのは、海上保安庁水路部から発行されている潮流図等の資料である。

大阪湾に関する記述は、次のようである⁴²⁾。

- ①大阪湾全体の潮流は、一般にあまり強くない
- ②明石海峡、友ヶ島付近では流速が大きく、友ヶ島から明石海峡東口にいたる一線付近では、明石海峡の西流時にはほぼ北方に流れ、東流時にはほぼ南南西方向に流れ、流向はほぼ一定である。流速はほぼ1knot(0.51m/s)程度
- ③神戸港から南へ引いた線の東側では流速が弱く流向は日によって変わる
- ④沖の瀬東方及び北東 1～3mile(1.6～4.8km)付近では、常に南方向への流れがあり、明石海峡西流時には沖の瀬付近に環流が生じる
- ⑤明石海峡西流初期から東流の初期にかけて、湾中央部の20m等深線付近に潮目ができる

図-2.5は大阪湾内の大潮時の潮流速ベクトルを示したものである

藤原ら⁴³⁾は、過去数十年間に国・地方自治体・各種団体などによって調査されてきた潮流に関する資料を幅広く収集し、大阪湾における潮流、恒流の特性に関しての恒流図を示した（図-2.6）。藤原らは、観測された流速から1日よりも短い潮汐周期成分を除いたものを残差流、これを観測期間にわたって平均したものを恒流として解析を行い、大阪湾西部には0.2m/sを越える恒流が存在すること、潮流に比べて遥かに弱いと考えられていた恒流が、実際はS₂と分潮時と同程度、海域によってはM₂分潮時よりも強いことを指摘した。さらに藤原らは、大阪湾の恒流型の図-2.6の6つに分類するとともに、沖の瀬環流の形成要因として、明石海峡東流時の潮流の主流路と西流時の主流路の違いを挙げている。

この沖の瀬環流は、衛星画像からも確認されており、Fujiwara et al.⁴⁴⁾はADCPの曳航観測を実施し、明石海峡からの速い潮流により形成される沖の瀬環流の流動特性を明らかにした。上嶋ら⁴⁵⁾も明石海峡におけるADCPによる観測から、明石海峡の東側に、東流時の潮流ジェットによる渦対が形成され、西流時においても湾内に存在し続けて、潮時を問わず時計方向に回る循環流となることを示している。

リモートセンシングを利用した観測例として、大西ら⁴⁶⁾は、大阪湾の潮流を対象とした人工衛星の可視化データに画像処理を施した結果より、湾内の潮流渦構造と海上観測から得られていた恒流図の類似性に着目した検討を行っている。また、村上ら⁴⁷⁾は、海域上の浮遊ゴミが潮目付近に集積する性質を利用して、リモートセンシング技術を用いて潮目の位置を推定する手法を開発し、大阪湾を対象としてその推定手法の検証を行った。村上らは、人工衛星NOAAのデータのうち海表面水温に着目して、湾の東側に高温域があり、西側領域との潮汐フロントの形成を指摘し、人工衛星データを用いた海域区分モデルの有用性を示している。

1980年代後半から利用し始められた海洋レーダは、レーダ波と波浪成分のブラッグ共鳴散乱機構を利用して、水表面近傍の流動を広域的かつ連続的に計測できる観測機器である⁴⁸⁾。もともとはHF帯の周波数域を使用するHFレーダが用いられてきたが、陸上に設置するアンテナ設備が大きくなるため、VHF帯を使用するVHFレーダが開発された。中辻ら⁴⁹⁾は、大阪湾奥部においてVHF海洋レーダを用いた流動観測を実施し、ADCPによる観測結果との比較、表層流れと海上風との関連について考察している。VHFレーダとADCPの観測結果は、ほぼ同様の結果を得るに至っているが、流向や流速の異なる点もあり、さらなる検討を要している。また、海上風による吹送流の影響を卓越周期の比較から明らかにし、海域の潮流の強さが吹送流の影響に関連するとしている。

湾内の水質に関する観測調査は、神戸海洋気象台や大阪府立水産試験場などによって、1920年代から行われており、中辻⁵⁰⁾は湾内の水質の変動について、人口・産業等の沿岸の社会環境データとの関連も含めて整理している。その結果、湾内の水質汚濁は1970年代前半のピーク時よりも改善は見られるものの、近年についてはほぼ横這い状態であると指摘している。水質の改善は、流入負荷量に対する総量規制の効果であると考えられている。

水質悪化の原因となる栄養塩負荷は、陸域を起源とする考えが一般的であったが、藤原ら⁵¹⁾が紀伊水道南端で行った現地観測結果によると、陸域起源と同規模の窒素・リンが太平洋側から紀伊水道内に進入していることが明らかとなった。この栄養塩が友ヶ島水道紀淡海峡を通じて湾内に供給されているか否かは、湾内における栄養塩収支を考慮する上で重要な課題であり、ADCPを利用した友ヶ島水道におけるフラックス算定の現地観測が行われている⁵²⁾。

また近年、水質などの環境諸要素の改善には、生物作用の介在を考慮すべきであるとの観点から、底生生物に着目した研究⁵³⁾が数多く行われており、環境浄化に果たす生物の役割や、生物の動態から環境改善効果の評価が検討されている⁵⁴⁾。これらの研究成果は、物質循環モデル内で生物作用の効果を評価する上で非常に重要であり、沿岸環境の修復を考える上で欠くことの出来ないものとなりつつある。

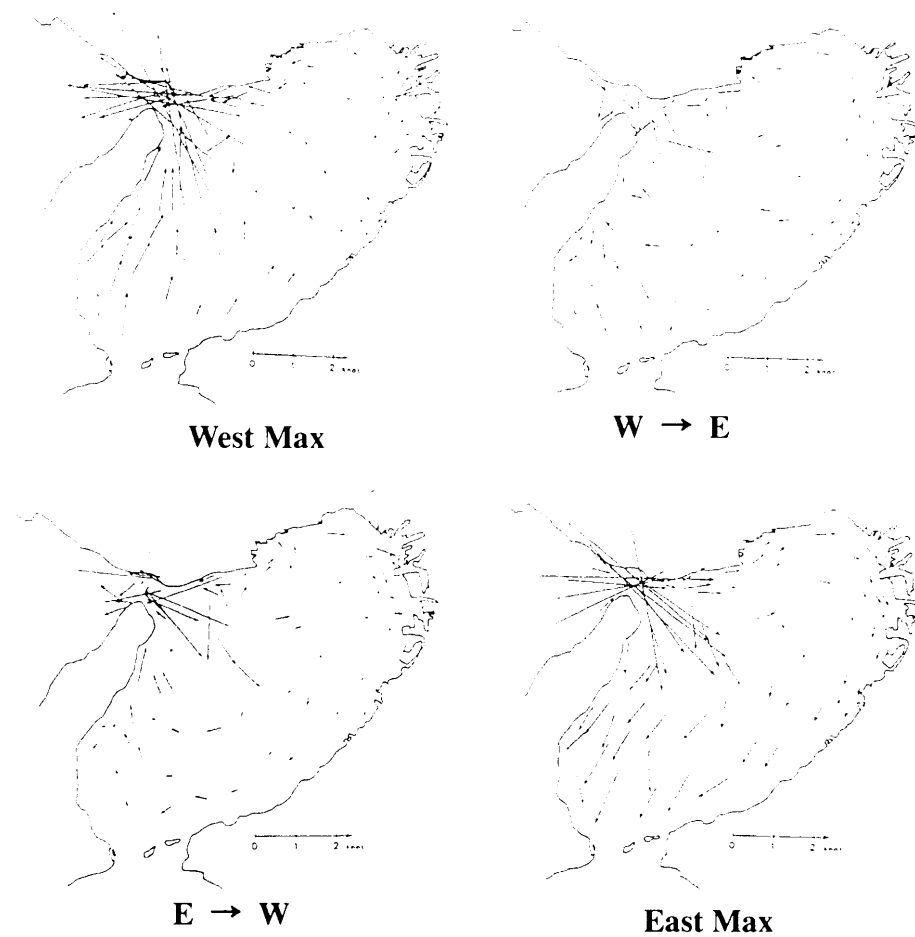


図-2.5 大阪湾内潮流ベクトル図（潮流図⁴²⁾）

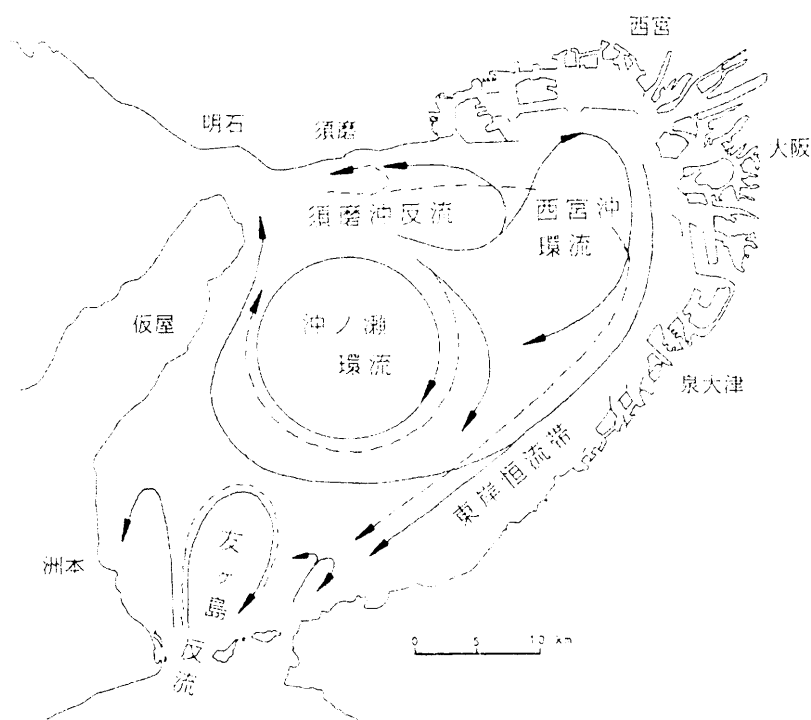


図-2.6 大阪湾内の恒流図（藤原ら⁴³⁾）

2.4 大阪湾水理模型の概要および実験方法

2.4.1 模型の概要

大阪湾水理模型の概要を図-2.7 に示す。模型は大阪湾及び紀伊水道、播磨灘東部の範囲を再現している。模型の縮尺は 1/5000、鉛直縮尺は 1/500 であり、対象とする流れが潮流であることから、流れを鉛直方向に平均化して得られる 2 次元平面の流動場を対象に Froude 相似則が適用され、原型と模型の間における諸量の比は表-2.1 に示すようになる。

本模型の外壁はコンクリートブロックでできており、模型の底部にはアスファルト防水加工が施されている。海底面はモルタルで作成され、表面は刷毛仕上げで仕上げられている。海底面は濃い青色、陸地は濃い緑色に油性ペンキにより塗装されている。

模型内に潮汐を起こすための起潮機は、油圧駆動式のプランジャー型で、播磨灘側と紀伊水道側に各 1 台ずつ設置されている。2 台の起潮機それぞれのストローク及び周期は、コンピュータにより独立に制御され、任意に調節が可能である。模型内では、現地の潮位観測点に対応する地点における潮差および位相差が、現地での観測結果と一致するように調整されている。調整に用いたデータは、海上保安庁の潮汐調和定数表⁵⁵⁾を参照した。実験条件として与える潮汐は半日周潮（周期：12 時間 25 分）とし、各検潮所での潮差は以下の値を使用した。

大潮： $2(M_2+S_2)$ 、平均潮： $2 \times M_2$ 、小潮： $2(M_2-S_2)$ （ M_2 ：主太陰半日周潮、 S_2 ：主太陽半日周潮）

潮汐の位相差には、 M_2 潮の値を採用した。潮汐の調整結果を図-2.8 に示す。図中、現地での値を実線、模型における計測結果を点で示している。位相差の基準は和歌山である。潮差、位相差ともに良好な一致を示しており、大阪湾内だけではなく、播磨灘側においても潮汐の再現の度合がよく、模型内全域において潮汐が良好に調整されていることがわかる。

本模型での潮汐の調整では、2 台の起潮機を使用した。この方法については底面粗度の観点から次のような利点を有することがわかる。潮流を対象とした場合、現地における粗度係数は $n_p=0.023$ 程度の値が採用される。この値と、表-2.1 に示した粗度縮尺より、模型内の粗度係数は $n_m=0.026$ 程度であることが要求とされる。しかしながら、本模型の海底面はモルタルの刷毛仕上げであることから、粗度係数は $n=0.013$ 程度⁵⁶⁾でしかなく、本来であれば大規模な粗度調整が必要となる。粗度調整は過去に数多くの模型で行われているが、明確な指針に乏しく、試行錯誤的な面が強い。また水理相似則の項で示したように、粗度要素の設置による流動場への影響にも特定できない部分が多分にある。本模型では、起潮機 2 台を用いて、明石海峡および紀淡海峡から湾内に進入する潮汐を与えることで、粗度調整を行うことなく良好な潮汐条件を実現した。すなわち、外力の与え方により、粗度調整の不備を補ったことになるが、これは大阪湾が 2 つの開口部を持つという地形的な特性が可能にしたとも言える。なお、起潮機が 1 台しかない場合の潮汐調整結果は、湾の外側における潮差の増大や位相差の増減をもたらす結果となる⁵⁷⁾。

2.4.2 実験およびデータ処理方法

流れの測定方法は、オイラー的手法とラグランジュ的手法に大別される。前者は流体中の固定点において流れに関する諸量を測定する方法で、後者は流体とともに移動する粒子に着目し、その粒子を時間的に追跡して調べる方法である。オイラー的な測定方法は、固定点における流速などを精度よく測定することが可能であるが、本実験のように広範囲で、非定常性を持つ流動場を捉える方法としては困難が多く、かなりの時間と労力を要する。一方、ラグランジュ的な測定方法では、一つ一つの粒子に着目するため、対象とした流動場を精度よく測定するという点ではオイラー的手法に劣る面もあるが、ある範囲における流動場の状況を一度に捉えることができるという利点も有する。

本研究では、大阪湾内における潮流の流況を捉えることを目的にしており、後者のラグランジュ的方法による流れの可視化手法（Flow Visualization）を用いて、湾内の潮流場に関する計測を実施した。流れの可視化手法は以下のような利点を有する。

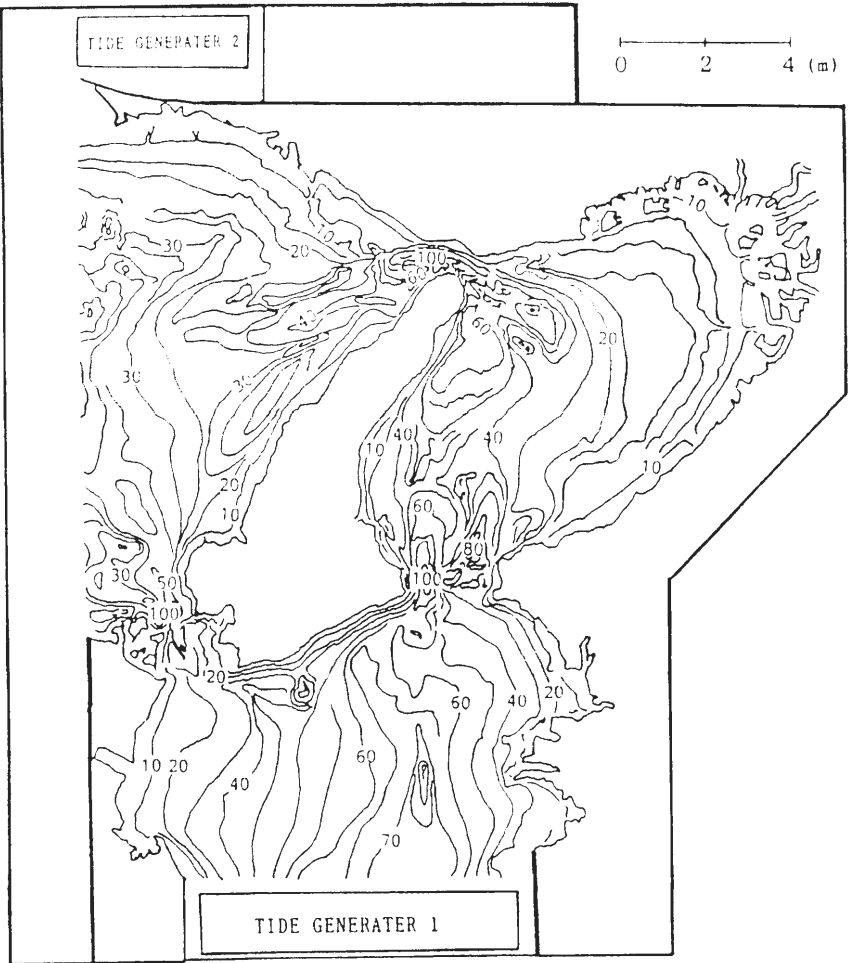


図-2.7 大阪湾水理模型の概要

表-2.1 諸量の対応

	関係式	縮尺	原形	模型
水平距離	x_r	1/5000	1000m	20cm
鉛直距離	y_r	1/500	1m	2mm
時間	$t_r = x_r y_r^{-1.2}$	1/223.6	12 時間 25 分	200s
流速	$v_r = y_r^{1.2}$	1/22.4	1knot(1.852km/h)	2.3cm/s
粗度	$n_r = x_r^{-1.2} y_r^{2.3}$	1/0.89	0.023	0.026
流量	$Q_r = x_r y_r^{3.2}$	$1/5.6 \times 10^7$	1000m ³ /s	17.9cc/s

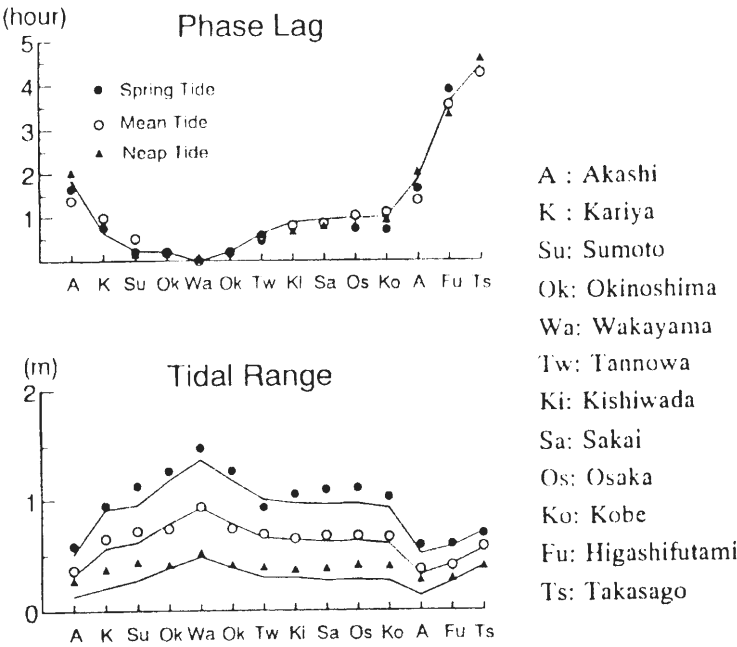


図-2.8 潮汐の調整結果

- 1.流動場全体の情報を同時に得ることができる
- 2.計測に際して、流れに対する影響が微少である
- 3.成果を目視あるいは撮影などにより容易に確認することができる

流れの可視化法としては、従来数多くの方法が考案されており⁵⁸⁾、本研究では水表面に流れを追従するトレーサ（浮遊粒子）を浮かべる、もしくは模型内の水を染料にて着色して、トレーサの流跡線や着色された水塊の移動状況を、一定時間解放されたカメラで撮影する方法を採用した。また、適宜ビデオカメラによる表面流況撮影、および赤外線映像装置による水表面温度分布撮影も行い、流向や流入水の拡がりなどの確認に使用した。

可視化範囲は、湾全域を対象とするものと、湾内各水域を部分的に取り扱うものに分かれる。撮影範囲の大きさにより使用するトレーサの大きさも異なり、湾全域の場合には2cm～1cm角、部分的に取り扱う場合には5mm角のトレーサを使用し、局所的な可視化の場合にはおが屑も使用した。カメラの開放時間は図-2.9に示すような数種を用いた。これは、対象する流動場が湾域の潮流場であり、時間的・空間的な流速差が大きいため、単一の開放時間では質の良いデータを得るのが困難なためである。

可視化により得られたデータ（可視化写真）から、ディジタイザを用いてトレーサの移動軌跡を数値化し、開放時間との関係より平均流速を算出した。着色された水塊の移動については、撮影時点における水塊の移動状況を読み取った。なお、算出された流速については、トレーサの分布が一樣でないため結果の分布にも偏りが生じる。このままでは実験結果に対しての比較対照が難しいので、対象領域を格子に分割し、測定された流速値を格子点における流速値に変換した。

以下の実験結果の検討において、潮流の位相の定義は図-2.10に示すようであり、全て明石海峡における潮流速の位相を基準としている。

2.5 平均大潮時における湾内潮流の流動特性

2.5.1 流速ベクトル図および流線図

図-2.11 に可視化結果より得られた潮流ベクトル図（明石海峡東流および西流の最強時とその間の転流時）、および同じ潮時に対応する流線図を示す。これらより、大潮時における湾内の基本的な流動特性について述べる。なお、本実験における地形条件は、平成7年度における沿岸地形である。

まず、**明石海峡東流最強時**（East Max）は、瀬戸内海から明石海峡を経て大阪湾内に最も強く流入する時期である。潮流図によると、明石海峡において 4.1kt の流速が観測されている。模型内においても明石海峡では 4kt を越える流速が計測されており、潮流速についても良好に再現されていることがわかる。この時に湾内に流入した流れは、その幅を広げながら湾の西半分、淡路島沿いを南流し、縮流しながら友ヶ島水道を抜けて、太平洋側へと出てゆく。明石海峡の東口には、海峡を抜けた流れの両側に局所的な剥離渦が形成されるが、湾内には現地観測結果より指摘されている沖の瀬の環流は認められない。明石海峡から友ヶ島水道に至る流速の大きな領域を主流部とすると、その形状は、いわば「S」の字を逆にしたような形である。すなわち、明石海峡を抜けた後、沖の瀬（大阪湾北西にある海底の丘、最浅部水深は 23m）付近を南流し、徐々に南西へ向きを変えて、友ヶ島水道を抜ける。神戸から東側の湾奥部においては、全体的には流れは明石海峡から湾奥部を迂回して友ヶ島へ向かうものの、その流速は非常に微弱である。この状況は潮流図における記述と一致し、神戸から南に引いた一線はほぼ水深 20m 線に相当するが、この線よりも東側の海域は基本的に流れの弱い領域である。

明石海峡東流から西流への転流時になると、沖の瀬付近に一對の環流対が形成されるのが確認される。この環流対は明石海峡を東進する流れが弱まるに従って出来始め、先の潮時に見られた剥離渦も取り込んで発達する。これらの環流のうち、南側の環流はその中心をほぼ沖の瀬上に持ち、北側の環流よりも規模が大きい。これは、南側の環流は東流時に流入した流れの主流部と、明石海峡東側に形成されたはく離渦が強め合う形で出来たものであるのに対し、北側の環流は明石海峡から流入した流れの反流のみが、その要因であるためと考えられる。また、友ヶ島水道においては、潮流の位相が明石海峡よりも早いために、加太の瀬戸付近では既に北流が始まっているのが確認される。湾の東側では、全体的に流速が小さい状態となっているが、関西国際空港周辺には小規模な渦の発生が見られる。

明石海峡西流最強時には、先の潮時に見られた沖の瀬付近の環流対が継続して観察される。この環流は湾内の流況の中で、最も特徴的なものである。この時の環流の大きさは、南側の大きな環流で 2km 程度であり、先の潮時よりも幾分規模は縮小しているが、その勢いはこの潮時が最も強くなる。これには友ヶ島水道より湾内に流入した流れが次のように関係している。友ヶ島水道を北上した流れは、湾内で拡がる様相を呈するが、沖の瀬の環流対の影響を受けて、主流部は淡路島沿いを北上した後、明石海峡を経て瀬戸内海へと抜ける。ただし、流入した流れの一部は泉州沖から神戸沖にかけて湾奥部を大きく迂回し、須磨沖を西流して明石海峡へ向かう。この 2 つの流れが沖の瀬の環流対を取り巻くような状態となるために、環流対はこの潮時においてその勢いを最も強くすることになると考えられる。

友ヶ島水道からの北流が弱まり、主流部の流速が低減するにつれて、環流対を包んでいた周辺の流れも弱まり、**明石海峡西流から東流への転流時**には、環流対は次第に東西方向に分離し始める。この時、環流の勢い自体は西流最強時に比べて弱まっているものの、そのスケールは逆に大きくなる。また、友ヶ島水道では既に南流が始まっており、海峡部の北側に時計周りの環流が見られる。この環流は「友ヶ島反流」と呼ばれるもので、現地観測結果からもその存在が確認されている。湾東側の水域については、総じて流速は小さい状態となっている。

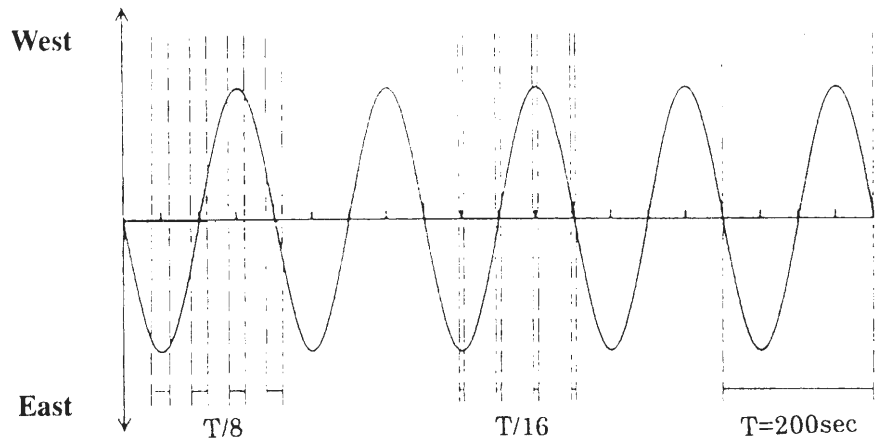


図-2.9 カメラ開放時間の例

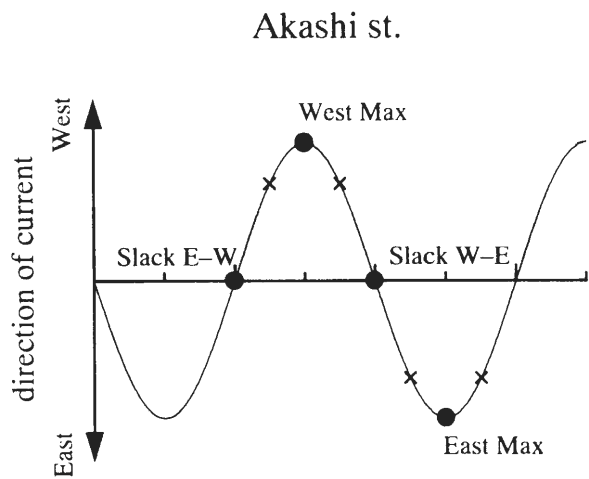


図-2.10 潮流位相の定義

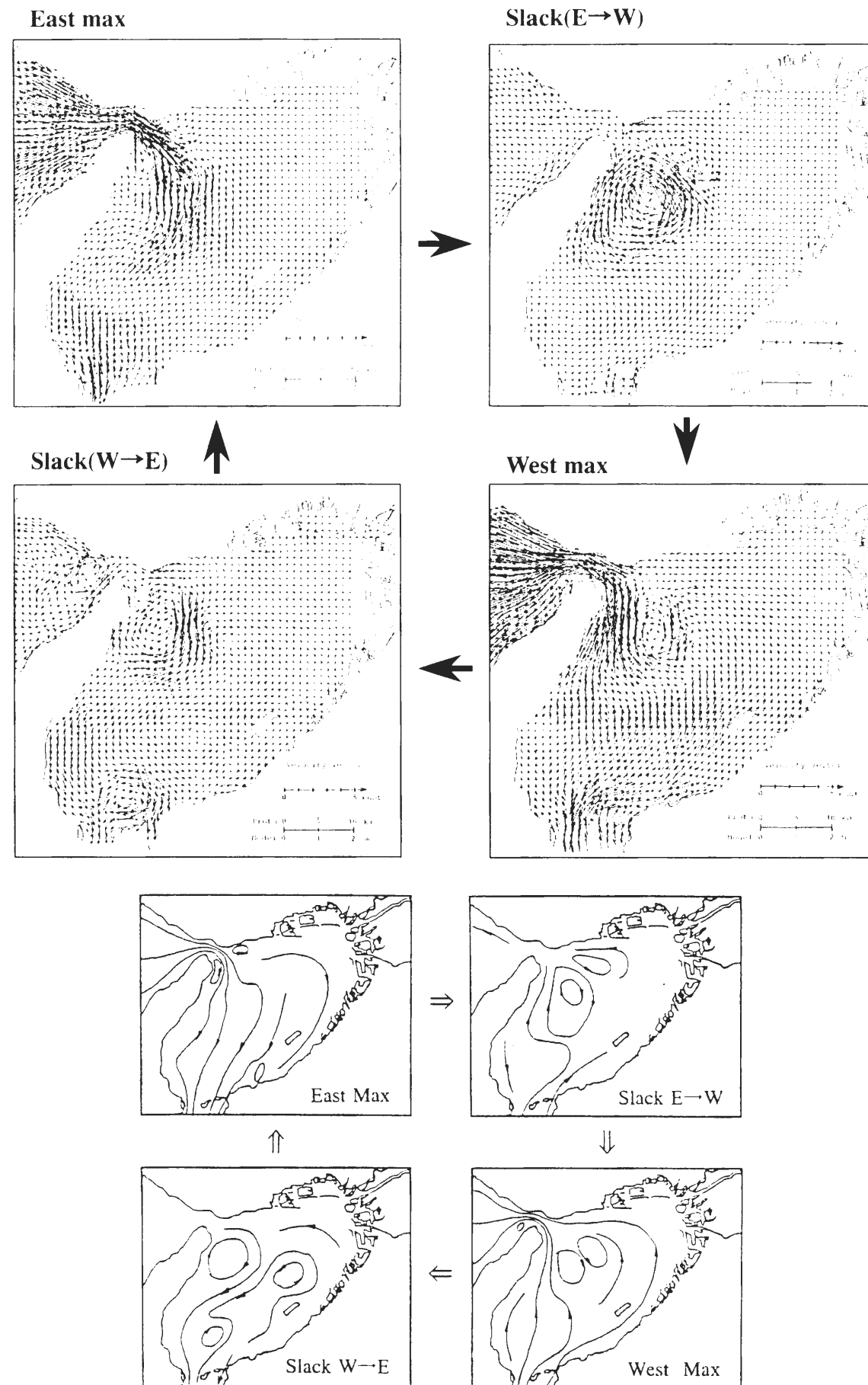


図-2.11 流速ベクトル図および流線図（大潮時）

以上が大潮時に生じる湾内の基本的な流動特性である。大潮時は潮流速が大きいために、沖の瀬環流を初めとする複雑な流況が明確に現われ、各潮時の流況もそれぞれ特徴ある様相を呈している。1 周期を通じて見られる特徴としては、次のようなものがある。

- ・東流最強時を除いて、沖の瀬付近に「対」の環流対が観察される。これは ADCP 等による現地観測結果とも一致する。この環流対は湾内の流動に関して、最も特徴的なものである
- ・水深 20m 線に対応する神戸より南に引いた一線よりも東の海域では、位相にかかわらず微弱であり、規模の大きな渦なども観察されない
- ・主流部は、湾の西側の領域を海峡部から海峡部に向けて流れるが、西流時と東流時でその位置がやや移動する。すなわち西流時には湾中央部寄りに位置し、東流時には淡路島寄りにある

上記のように、湾内には沖の瀬付近にほぼ 1 周期間を通じて大規模な環流対が観察される。この環流対は、湾内の潮流場を特徴づけるものであり、明石海峡東流最強時を起点として、次の東流最強時に向けて発達・減衰する。この環流対に関する生成消滅過程を通して、湾内潮流場の 1 周期間のサイクルは次のように捉えることができる（図-2.12）。東流最強時に、明石海峡東側に発生する 2 つのはく離渦を基として、東流が弱まるにつれて南東方向に移動しながら、環流対は次第にその規模を拡大する。転流時が過ぎて友ヶ島水道からの北流が始まっても、明石海峡に向かう主流部は環流対を取り囲むように位置し、西流最強時において環流対は最盛期を迎える。主流が弱まるに従い、環流対の規模は拡大する一方で、その勢いは衰え始める。次の東流が始まるまでは、環流対は存在するものの、東流の開始によって確認されなくなる。

藤原⁵⁹⁾は、「沖の瀬の渦のうち、南側の時計回りの渦は、沖の瀬を中心として発達し、大潮期にはきわめて強くなり、潮時を問わず時計方向に回る循環流となる」としている。「潮時を問わず」という点において、本実験での結果と異なるが、潮流図においても東流最強時に沖の瀬上の渦は認められず、明石海峡から強い流れが流入している状況を考えても、環流の存在が難しい状態にあることが予想される。

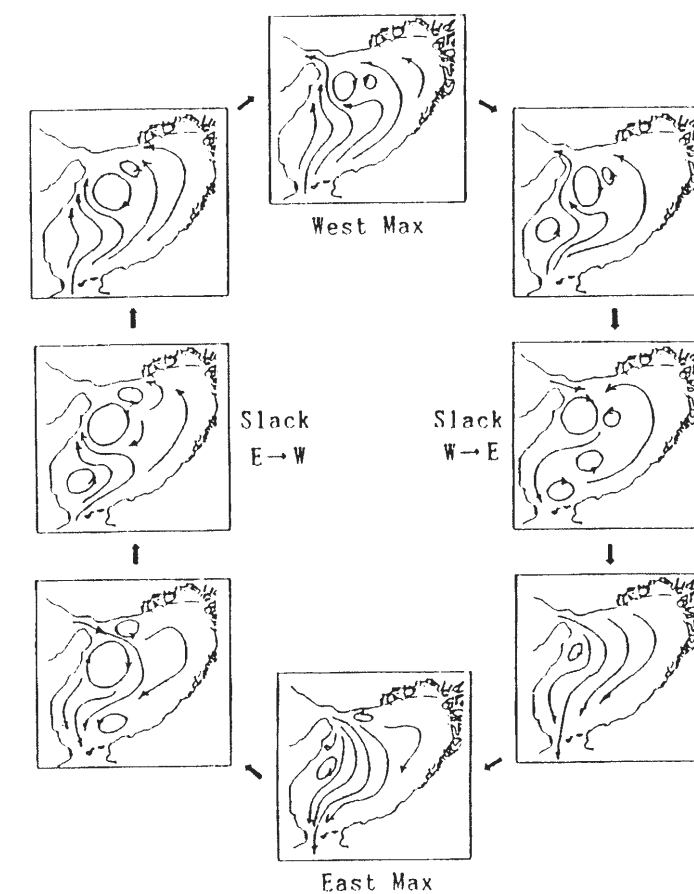


図-2.12 潮流場のライフサイクル

これら水理模型を用いた可視化実験より得られた結果は、現地観測より得られた湾内の流れに関する記述や、潮流図に示された流れの状況とかなり良く一致している。この点から、本模型において湾内の潮流場は概ね良く表現されていると考えられる。

現地と模型の一致の度合について、定性的には上記のように良い一致が得られていると見なせるが、加えて定量的な評価も試みる。潮流図には、春や秋の平均的な大潮時における、明石海峡の西流開始時（転流時）から西流、東流を経て、1周期後の西流開始時までの潮流の変化が約1時間ごとに示されている。さらに図中には、海面下5m層の流速値が数点示されている。そこで、上記の4潮時において、明石海峡、友ヶ島水道における潮流速を比較する。なお、潮流図では海峡部には1、2点の計測点しかないが、実験値はその計測点周辺の流速値を用いる（括弧内：実験値 単位：knot）。

	明石海峡	友ヶ島水道
東流最強時	4.1(4.0)	2.2(2.0)
東流→西流	Slack(0.5以下)	1.5(0.5以下)
西流最強時	4.4(3.0～4.0)	1.9(2.0)
西流→東流	Slack(0.5以下)	1.2(0.5～1.0)

潮流速に関して、完全なる一致とはいかないまでも、ほぼ同程度の流速値が実験から得られており、模型内において潮流場は良好に表現されていることがわかる。

また、湾奥部については、大阪港、西宮港を対象とした実験結果から流速に関して定量的な比較を行う。比較の対象となる現地観測データとしては、第5管区海上保安本部が実施した大阪湾大阪港潮流観測報告60を用いた。この報告は大阪港周辺の海域で、15昼夜連続又は1昼夜連続観測を合計22点で行った結果と既存の観測結果を合わせて示しており、実験結果と比較したのは図-2.13に示す22点である。

図-2.14は観測値と実験値の対応を示す図であり、図中実線はデータから得られた回帰直線で、その傾きは約1/2である。すなわち、実験値は現地での流速を過小評価するということになる。しかしながら、現地での流速値が1knot以下と小さいことから、観測時の精度にも多少の問題があると思われる。また、図-2.14においても、多くの点が傾き1の直線周辺にあること、水深の浅い領域での実験は、相似則の観点から見て厳しい実験条件下であることを考慮に入れると、現地において数cm/s程度の微弱な流速が、そのオーダーを持って表現されていることは、本模型が湾内の潮流場に関して、一定以上の再現性を持つことを示していると考えられる。

2.5.2 流線パターンの不安定性

可視化実験結果より、大潮時の大阪湾内の潮流場に関して、上述の流動特性が観察された。これらの結果は、数多く実施された可視化実験結果全体を通じて観察された結果であり、沖の瀬付近に発生する環流対を特徴とする湾内の流れのパターンは、同じ潮汐条件、同じ潮時において基本的には上記に示した流動特性を呈するものの、少しずつ異なる部分を持つことが認められた。

そこで、ここでは大潮の潮汐条件の下で、湾域全体を対象に108周期連続に実施された可視化結果より、先と同様の4潮時について、湾内の流線パターンの持つ不安定性について述べる。

図-2.17は、明石海峡西流最強時に出現した流線パターンを、主に沖の瀬の環流対の形成状況に基づいて分類した結果を示す。108周期の間に観察された環流対のパターンを分類すると、図に示す4種類に大別される。Aは環流対の間の軸が西側に傾く場合、Bは軸が南北方向に直立する場合、Cは軸が東側に傾く場合であり、2つの環流が存在するパターンが多い。また、出現回数は少数であるが、Dのように環流が3つ観察される場合も見られた。これら4つの分類の内でも、環流の大きさなどによる細かな分類も可能であるが、あまりに煩雑になり過ぎ、また湾域の大部分に関しては同じような流況を呈していることでもあるので、ここではこれ以上の分類は行わない。これらのパターンの内、最も高い頻度で出現するのはA、Bのパターンであり、その出現の割合は43.0、46.7%とわずかにBのパターンの割合が大きい程度で、ほぼ同様の割合で現われる。一方、C及びDのパターンはそれぞれ6.5、3.8%の割合で出現するが、A、Bのケースと比較するとその割合はかなり小さい。しかし、C、Dを合わせると約10%の割合になり、決して無視し得るものではないことが分かる。また、これら4パターンの出現の順序に関しては、規則性は見出せなかった。

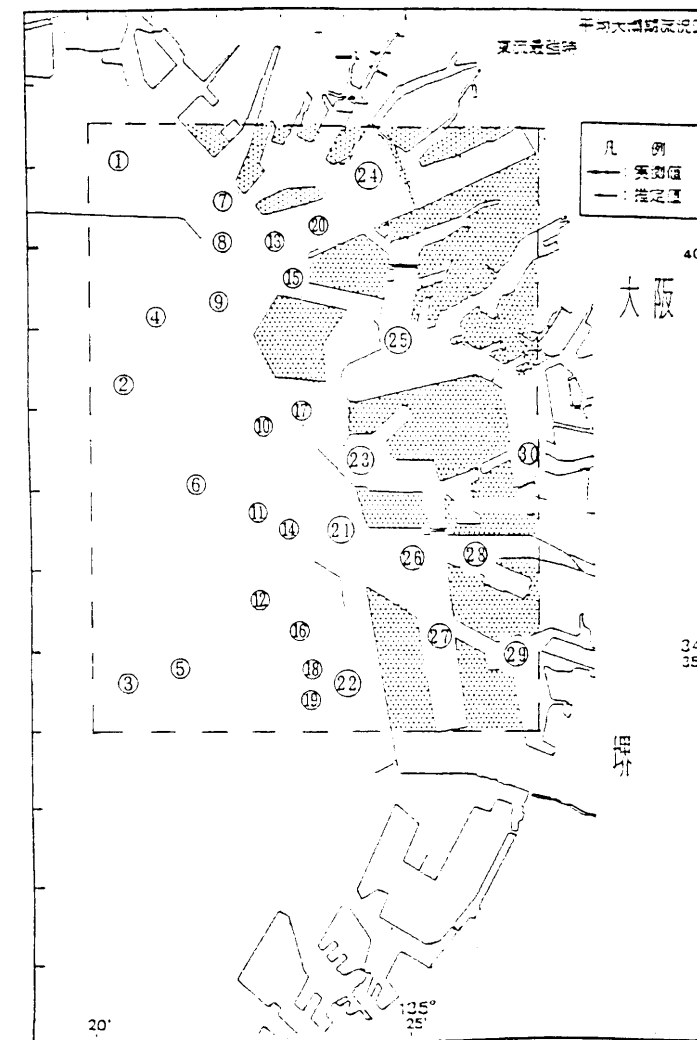


図-2.13 潮流速計測点（大阪港周辺）

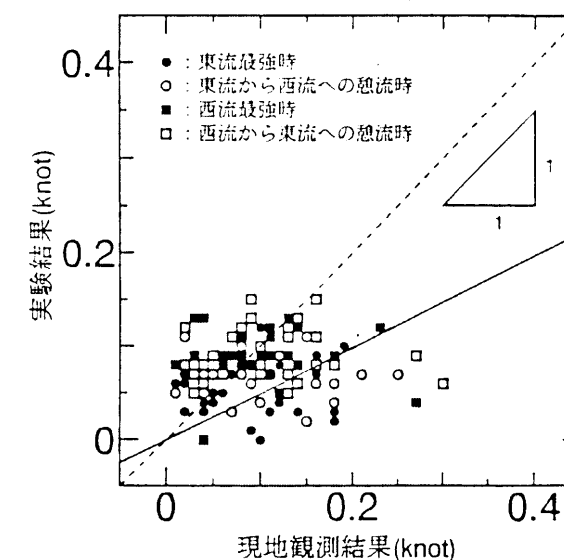


図-2.14 観測結果と実験結果の比較

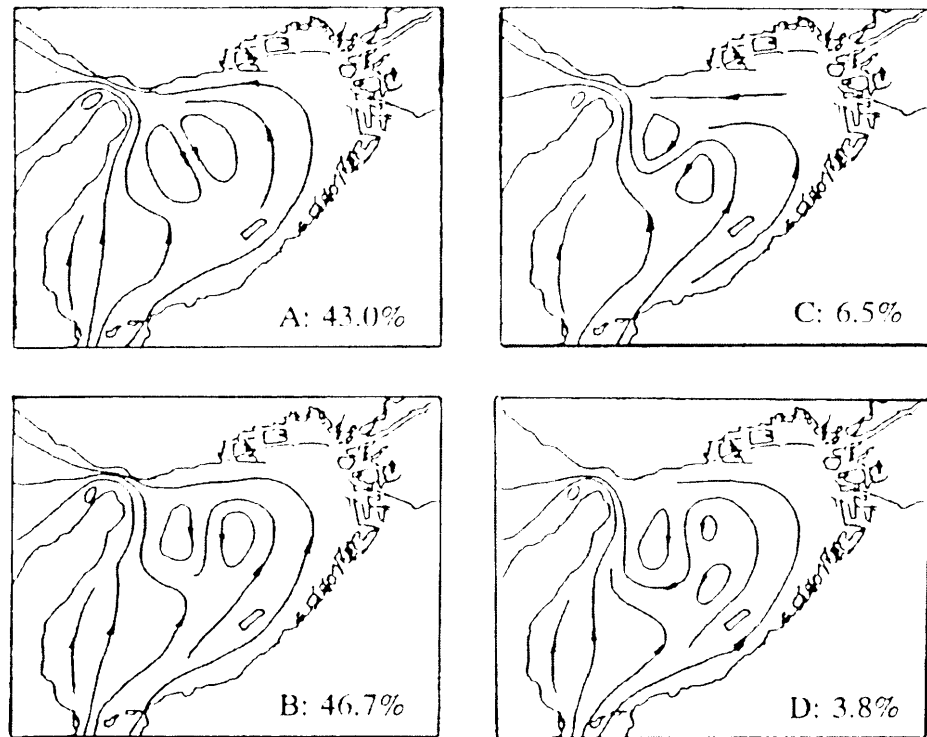


図-2.15 明石海峡西流最強時に見られる流線パターン

同様に、明石海峡東流最強時や2つの転流時においても、流線パターンの不安定性が確認された。

東流最強時には、流線パターンそのものが単純であるために西流最強時のような流線パターンの明確な差異は見られない。西宮及び大阪沖の海域は流れが停滞する傾向を示すが、その停滞水域の大きさが増減するという変化が見られる。形状が不安定になる主な要因としては、須磨沖を東進する流れが西宮沖まで及ぶ場合や、関西国際空港近くの海域にまで主流部が達する場合があることなどが挙げられる。これらは、湾西部を南下する主流部の位置のわずかな変化が影響して、生じていると見られる。

転流時においても不安定性は認められるが、流速の大きな主流部が存在しないために、流線パターンはより不安定性を増し、パターンの差異は細かく多彩なものとなっている。東流への転流時は、基本的には環流対が規模の拡大と分離の傾向を持つ潮時であるが、その環流対の位置や大きさにはかなりのばらつきがあり、検討している4潮時の中で流線パターンとしてのまとまりが最も悪い。西流への転流時には、東流への転流時ほどのパターンのばらつきはないが、違いが細かく多彩であることには変わりない。主に見られる相異点は、沖の瀬付近に生じる環流対のうち、南側の環流の形状が変化する程度で、その形状の変化に伴う周囲への細かな影響が見られる。

2.5.3 恒流成分に関する検討

従来の研究において、瀬戸内海を西から東へ向かう流れの存在が指摘されており、その流れが物質輸送、海水交換などに影響を及ぼすと言われている。この流れは恒流や貫流などと呼ばれているが、その実態については不明な部分が多く、明確な知見が得られるには至っていない。また、これまでに示した実験の結果には、この流れは考慮されていない。実験に使用した大阪湾水理模型は紀伊水道側及び播磨灘側に境界線を有し、閉じた系になっているため、周囲の海域との相互関係が十分には再現されていない面がある。

ここでは、従来の研究成果^{61),62),63)}を参考に、瀬戸内海を西から東に向かう流量として現地換算で2000m³/s、10000m³/s、40000m³/sの3種の流量を与えた実験を行い、その流れが湾内の流動特性に及ぼ

す影響について検討する。なお、以下では新たに与えた流量を“恒流成分”と呼ぶ。

実験では、大潮を潮汐条件とし、可視化手法もこれまでに示した方法と同様の方法を用いている。恒流成分を考慮するため、模型に新たにポンプ1台を設置し、紀伊水道側から播磨灘側へ水を強制的に循環させることとした。

2.5.1や2.5.2で示した実験結果は、恒流成分0m³/sの条件に相当するものであり、以下においては、上述した実験結果と比較を行うことにより、恒流成分が湾内の流況に及ぼす影響について考察する。

明石海峡東流最強時（図-2.16）

いずれの交流成分の場合についても、播磨灘から明石海峡を抜けた流れは噴流状になっており、沖の瀬付近で向きを南へ変え、湾中央部を蛇行する形で友ヶ島水道に至る。海峡を抜けた直後の流速や流向は、恒流成分の条件による変化はあまりない。恒流成分が40000m³/sの場合、主流部は関西国際空港の西沖付近にまで及んでおり、この様子は他の恒流成分の場合では認められず、瀬戸内海側から湾内に流入する勢いが強められていることを示している。

明石海峡を抜けた流れの北側には反時計回り、南側には時計回りの流れ観察されるが、これらの規模や流速についても、恒流成分による変化は少ない。また、湾奥部では、恒流条件による流況の違いは見られず、ほぼ全域にわたって湾岸に沿うような時計回りの流れとなっている。

明石海峡東流から西流への転流時（図-2.17）

この潮時には、沖の瀬付近に、1対の環流対が形成される。北側の反時計回りの環流については、恒流成分の違いによる規模や流速の差は見られない。逆に、南側の時計回りの環流は、恒流成分が大きくなるにつれてその規模を拡大している。恒流成分が2000m³/sの場合、この環流の大きさは南北方向に約14km、東西方向に約12kmであるが、恒流成分が40000m³/sの時には、南北方向に約30km、東西方向には約24kmにまで拡大し、その南端は洲本沖にまで達している。しかし、その時計回りの流れの中心と思われる位置は、恒流成分の条件にはよらずほぼ同じ地点にある。また、恒流成分が40000m³/sになると、沖の瀬付近の環流の影響が空港の西沖まで達する結果となる。その結果、空港島の西沖では南向きの流れが卓越する。

友ヶ島水道においては、この潮時に既に北流が開始されており、恒流成分が0、2000、10000m³/sの場合、友ヶ島水道を北上する流れは、北東向きで速度にも大差ないが、恒流成分が40000m³/sの場合には、恒流成分の影響が表れ、流速が他の場合よりも小さくなる。

明石海峡西流最強時（図-2.18）

この潮時には、沖の瀬の環流対が最も強くなる時期であるが、恒流成分の影響が環流対に及ぶのは、恒流成分が40000m³/sの場合のみであり、前の潮時と同様の傾向を示す。すなわち、北側の反時計回りの環流は規模を縮小するのに対し、南側の時計回りの環流は逆に規模を拡大させる結果となる。

友ヶ島水道を北上した流れは、先に示した結果によると、二手に分かれて、一つは、沖の瀬環流の南を時計回りに回って岩屋沖をかすめ、北流して明石海峡に至るもの、もう一つは、沖の瀬環流の北側を反時計回りに迂回して、明石海峡に至る流れとなる。ところが、恒流成分40000m³/sの場合には、後者の流れが微弱なものとなる。特に関西国際空港周辺ではその傾向が顕著であり、恒流成分の付加による沖の瀬環流の規模拡大に伴う影響が表れている。

明石海峡西流から東流への転流時（図-2.19）

恒流成分が0m³/sの場合には、この潮時においても沖の瀬の環流対が確認できる。恒流成分が2000、10000m³/sの場合、反時計回りの環流は、流速は小さいながらもわずかに反時計回りに流れていることが確認できる。しかし、恒流成分が40000m³/sの場合になると、反時計回りの環流はほとんど見られなくなる。一方、時計回りの環流は先の潮時と同様に、規模を大きく拡大している。

友ヶ島水道では北流が終わり、既に南流が始まっている。この潮時は友ヶ島水道北側に友ヶ島反流と呼ばれる時計回りの流れが見られる時期である。恒流成分が小さいほど、この流れの規模は大きく、逆に恒流成分が大きい場合には小さくなる。

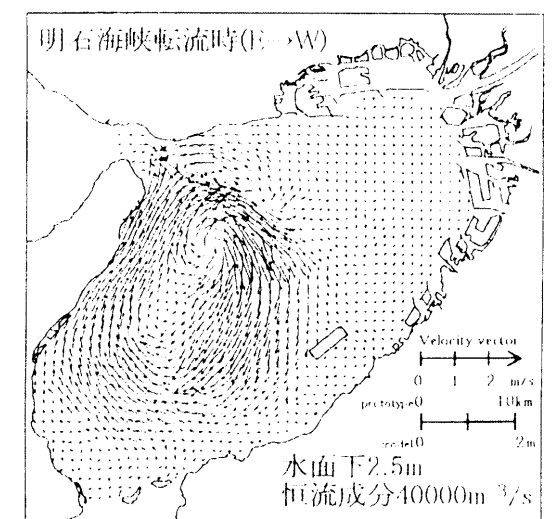
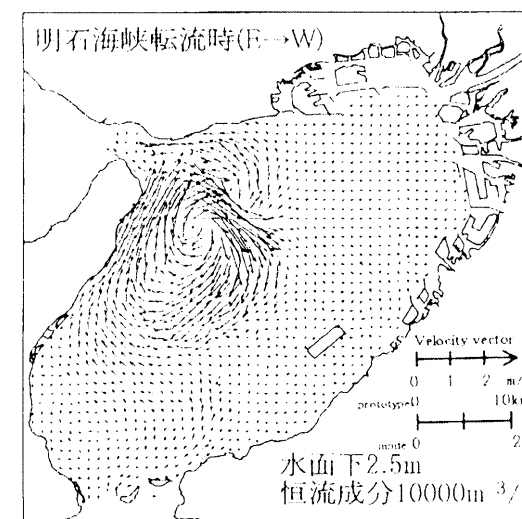
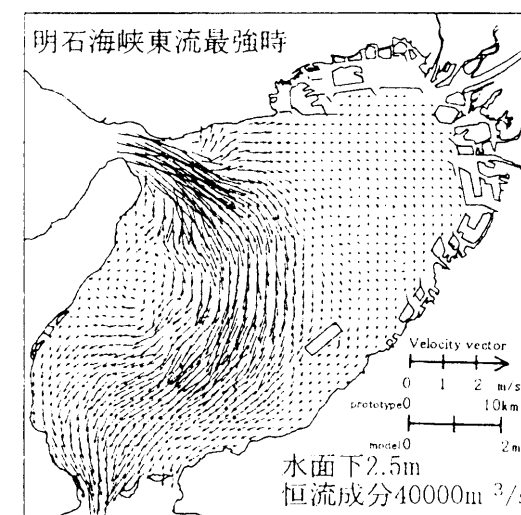
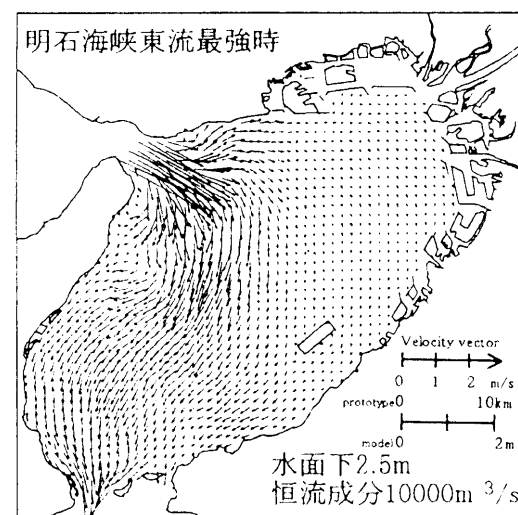
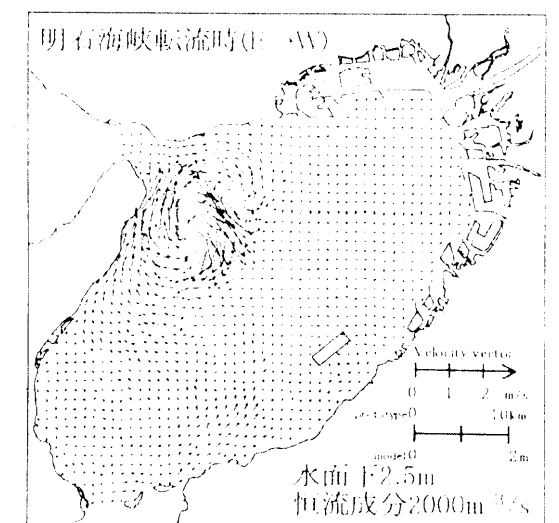
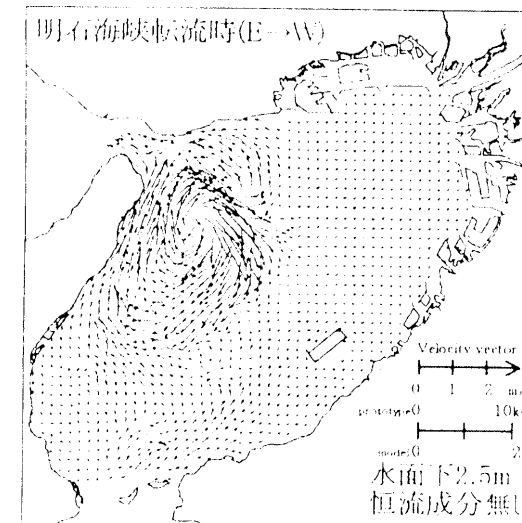
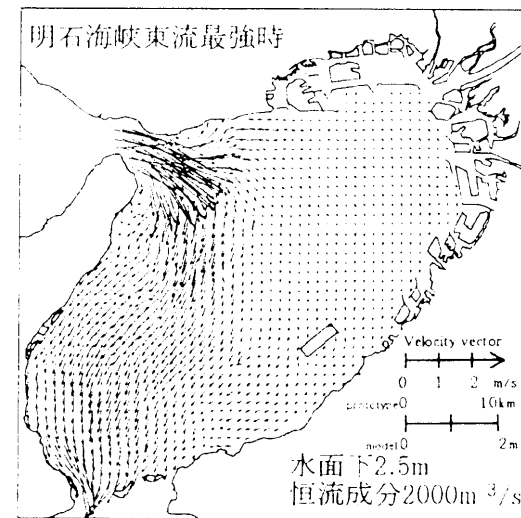
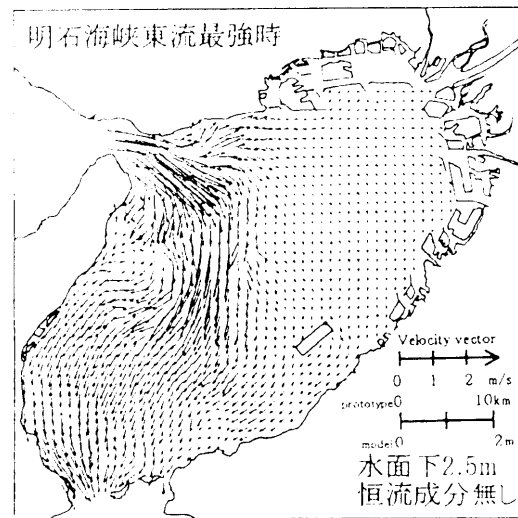


図-2.16 流速ベクトル図（明石海峡東流最強時）

図-2.17 流速ベクトル図（明石海峡東→西転流時）

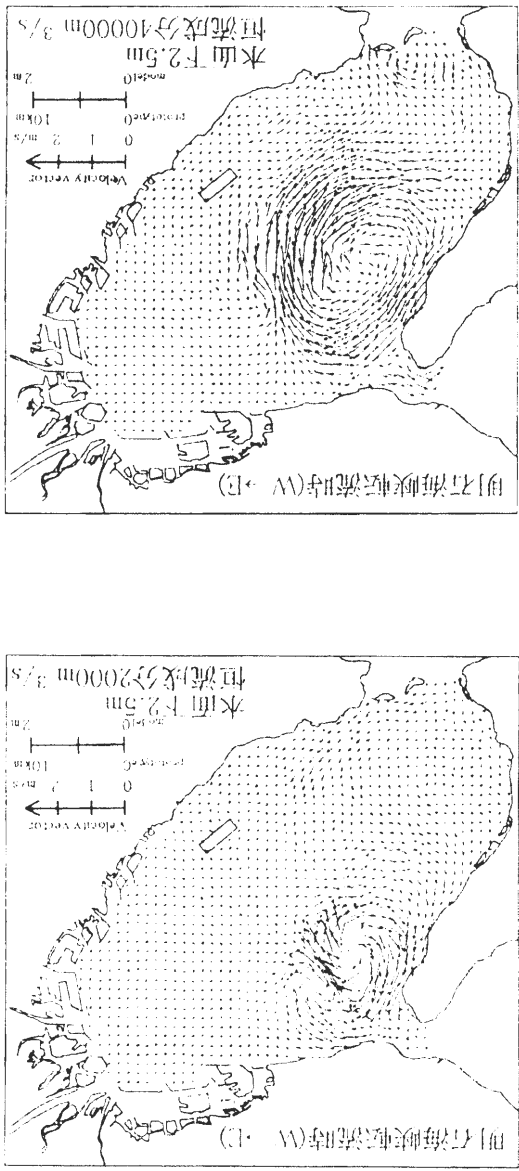
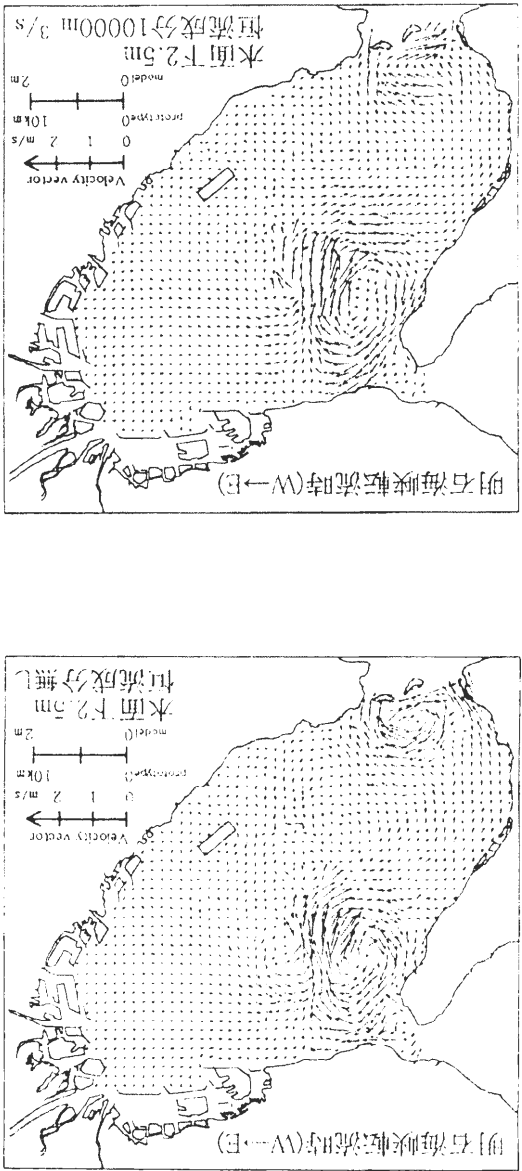
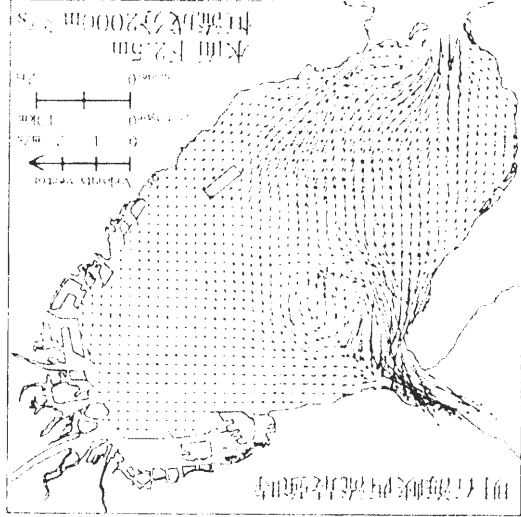
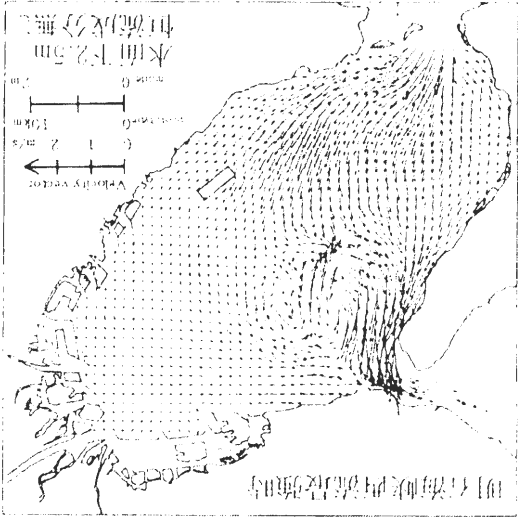
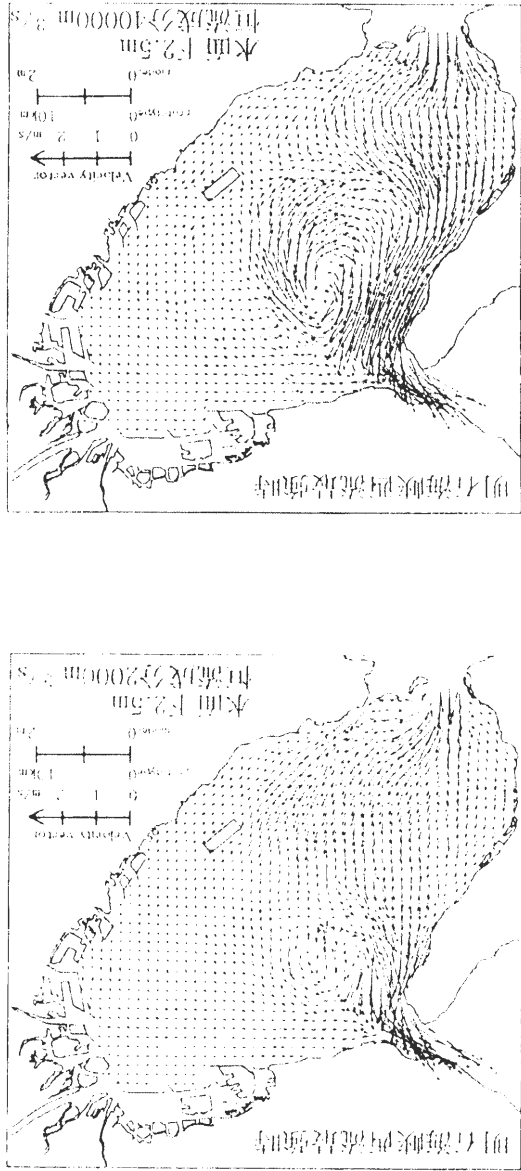
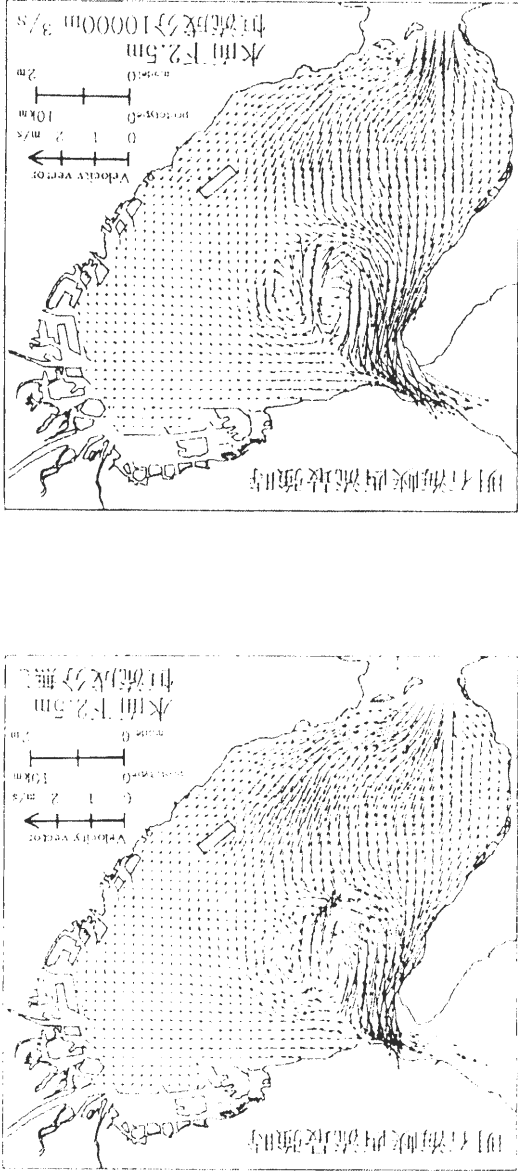


図-2.18 流速ベクトル図 (明石海峡西流最強時)

図-2.19 流速ベクトル図 (明石海峡西→東転流時)

以上、瀬戸内海を東進する恒流成分の湾内潮流場への影響について、3種の恒流成分を考慮した実験により検討した。その結果、恒流成分が2000、10000 m^3/s の場合と40000 m^3/s の場合で、湾内の流況が大きく2通りに分かれる結果となった。恒流成分が40000 m^3/s における結果は、先に示した恒流成分無しの結果と異なる部分が多く見られた。既に述べたように、恒流成分無しの結果は、湾内の潮流場を比較的良好に再現していることが確認されていることから、恒流成分として40000 m^3/s という値は適切ではないことが推測される。一方、恒流成分が2000、10000 m^3/s の場合、恒流成分無しの実験結果と同様の結果が得られており、恒流成分の流量としては10000 m^3/s 前後の範囲内に収まるものと考えられる。

2.6 平均潮・小潮時の湾内潮流の流動特性

ここでは、潮汐条件が平均潮、小潮の場合における潮流場の流動特性について述べる。大潮時と同様、潮流ベクトル図と流線図を示すが、潮流が弱まることにより、湾内の流動は著しく単純なものとなる。

平均潮の場合（図2.20）、大潮時との最も大きな違いは、沖の瀬付近に発生する環流対の勢い、スケールともに、大潮時とは比較にならないほどに縮小している点である。

明石海峡東流最強時における流向は、流線図を見るかぎり、大潮期と類似したものとなっている。しかし、大潮時に明石海峡東側に見られた2つのほく離渦は、ほとんどは認められない。東流が弱まり転流時になるに従って、沖の瀬付近に環流対は形成されるものの、その規模は小さく、友ヶ島から北上する流れの勢いも弱いために、湾奥部では流れが停滞する領域が増える。西流最強時には、環流対はその勢いを最強とするも、その位置は沖の瀬から明石海峡寄りで、規模はかなり小さく、明石海峡へ向かう流れの中で、かろうじてその存在を保っているに過ぎない状況である。東流への転流時には、湾内で観察される環流は1つしかなく、湾奥部での流れは弱い。

平均潮においては、大潮に比べて潮流速が半分程度にまで減少しているため、湾内に発生する環流等のスケールも小さく、変化に乏しい流動特性であることがわかる。主流部も大潮時のようにS字状に大きく蛇行することはなく、明石海峡と友ヶ島水道の間を、半周期ごとに向きを変えて、ほぼ南北方向に往復する様相を呈するのみである。

潮汐条件が小潮となり、潮流がさらに弱くなると、湾内の流線パターンは一段と単純化し、1周期を通じて沖の瀬の環流対は認められなくなる（図2.21）。

東流及び西流最強時には、それぞれ流入する海峡部から流出する海峡部へ向かう流れが生じるだけの流況であり、その主流部の形状も大潮、平均潮の場合に比べて蛇行の度合が減少する。また、2つの転流時には、湾全域において流れが微弱なものとなり、全域においてほとんど停滞する状況となる。唯一、西流への転流時において、かろうじて明石海峡東側にはく離渦らしきものが観察されるが、それらが時間を追って移動、規模や勢いの変化する様子は認められない。

以上、平均潮、小潮の場合における湾内の流動特性について述べたが、潮流が弱くなることにより、湾内に発生する環流対のスケールや主流部の形状の変化が少なくなることがわかる。逆に、実験における大潮の条件は現地の平均大潮に相当するものであり、現地での最大大潮の場合には、本実験で得られた結果よりもさらに大きな環流対が湾内に出現する可能性があると考えられる。

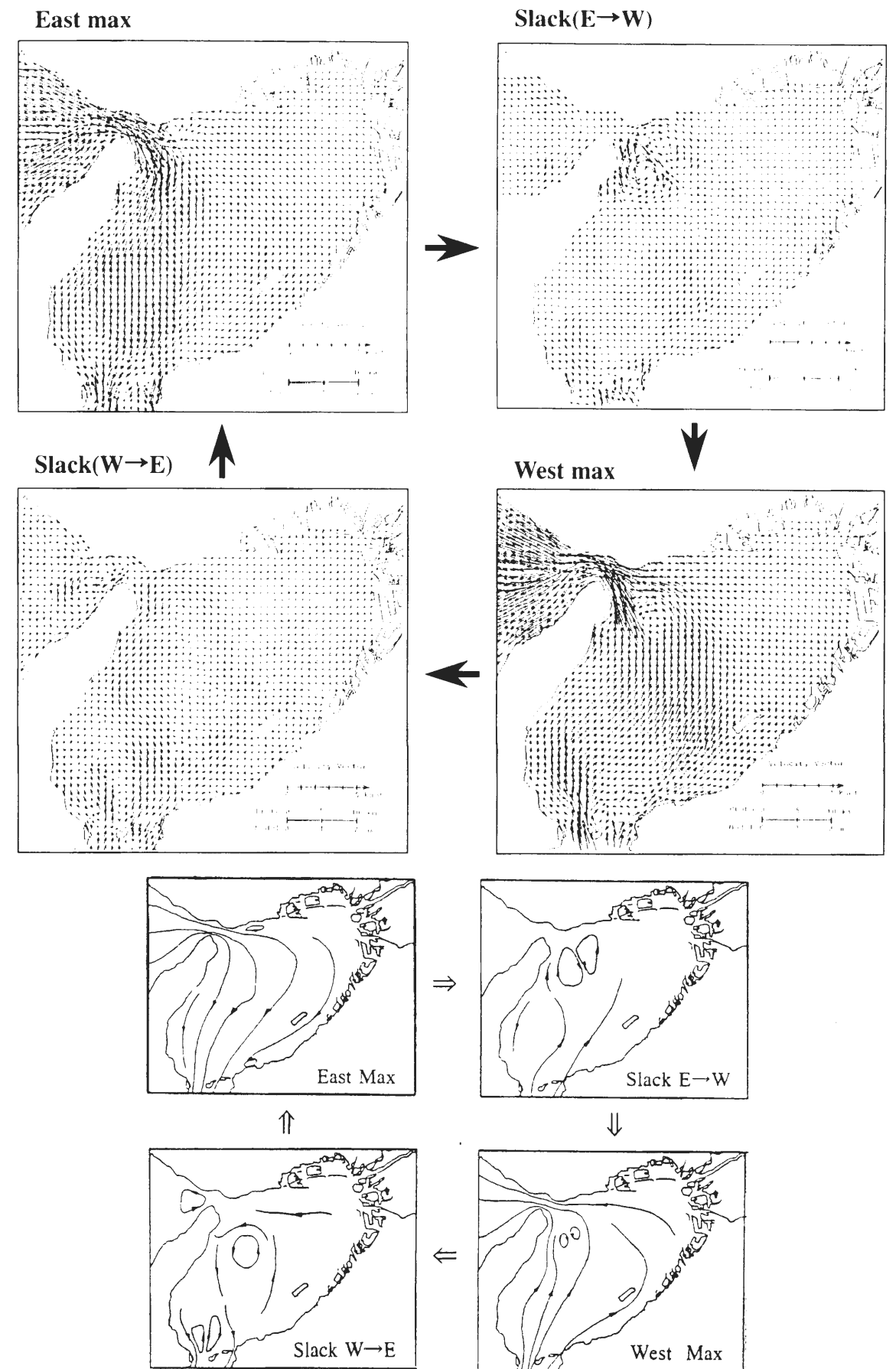


図2.20 流速ベクトルおよび流線図（平均潮時）

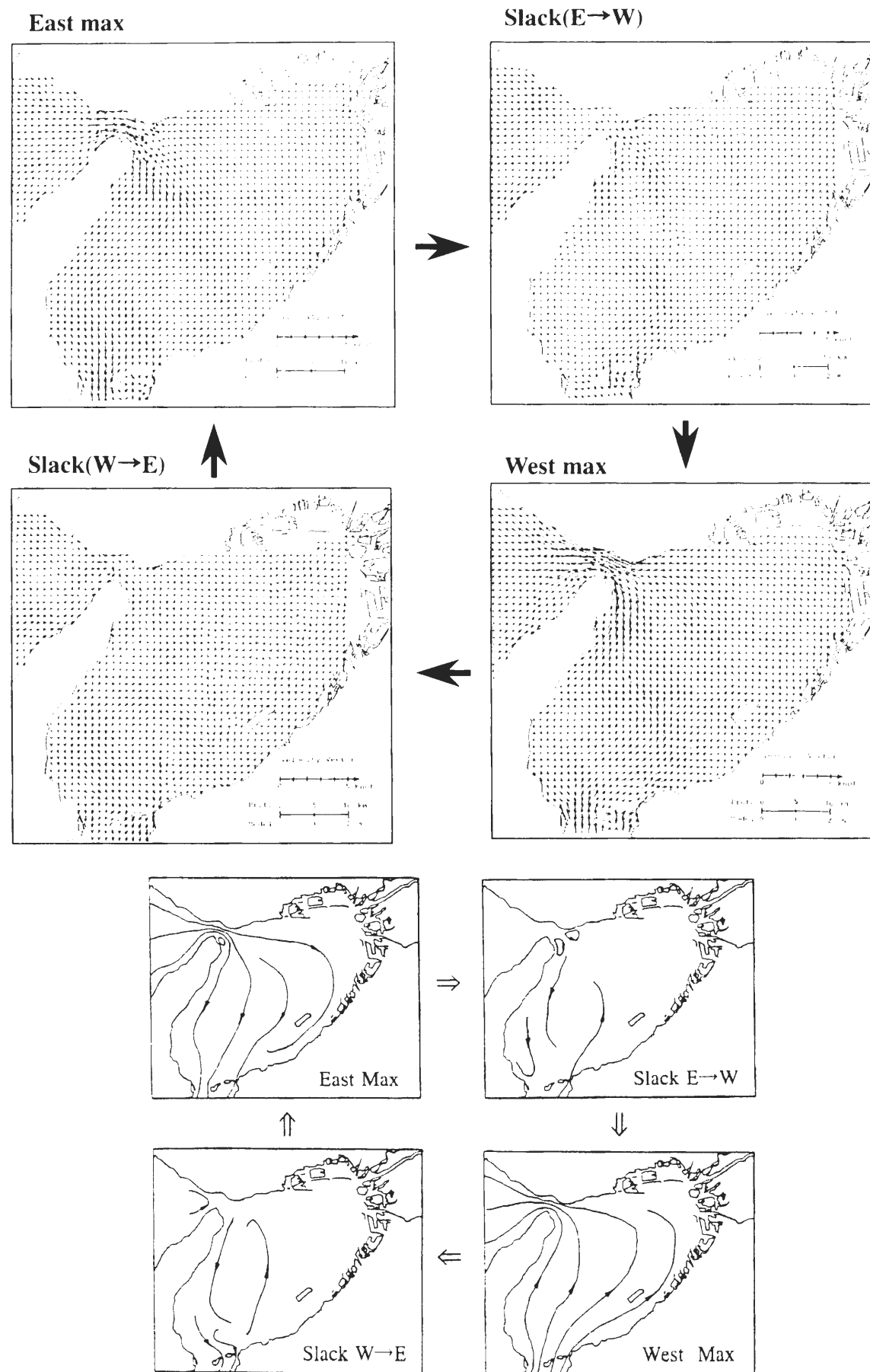


図-2.21 流速ベクトルおよび流線図（小潮時）

2.7 海峡部および河川より流入する水塊の挙動

2.7.1 海峡部より湾内に流入する水塊の挙動

大阪湾のように外海と接する海峡部が狭い内湾は、湾口部を通しての湾内水と外海水との交換性があまり良くない（閉鎖性が高い）ことが知られている。この閉鎖性については、湾の面積、湾口幅、湾内最大水深、湾口での最大水深といった湾域の幾何形状に基づいた閉鎖度指標と呼ばれる指標で評価した場合、閉鎖度指標が2以上の場合が閉鎖性の内湾と分類される⁶⁹⁾。このような閉鎖性を有する内湾は、現在だけではなく将来においても人間活動の集積する領域であるため、湾内の水質環境に関する意識は今現在以上に高まるものと予想される。ここでは、大阪湾における海水の交換機構を明らかにするための基礎として、海峡部を通じて湾内に流入する水塊の挙動について検討する。

図-2.22 は、大潮時に瀬戸内海側の海水が大阪湾に流入する状況を、明石海峡東流への転流時から2周期間にわたって追跡したものである。この実験は、大阪湾に流入する直前の瀬戸内海側の水塊を、染料によって着色し、その移動状況を1周期につき8回可視化した結果である。図中に示す時間 t は流入開始からの経過時間を潮流の周期 T で表したものである。流入した水塊の移動状況は次の通りである。

東流への転流時から西流への転流時にかけての半周期間、瀬戸内海から湾内への流入が継続する。1周期目、東流最強時やその直後の潮時においては、明石海峡を抜けた後の流れの勢いが強く、流入した水塊は関西国際空港方面に向かって直進し、東流の勢いが弱まるにつれて、流向を南東から南へと徐々に変える。転流時に湾内に留まった水塊は、明石海峡での西流が強まるに従って、瀬戸内海側の水塊と切り離され、沖の瀬環流に取り込まれる。1周期目の西流最強時やその次の可視化結果では、流入した水塊が時計回りに回転している様子が認められる。これは沖の瀬の環流対のうち、南側の環流に取り込まれたことを示し、南側の環流は東流時に流入した流れが形成に関与していることがわかる。

2周期目の流入が始まる時、先の周期に流入した水塊は依然時計回りに回転している。そして、その背後から新たな水塊が前の周期と同様に湾内へ流入し、流入が進むに従い湾内に残存した1周期目の水塊は徐々に南へ移動する。明石海峡での東流が続いている間、先に流入した水塊は南への移動を続けているが、西流への転流時の頃になると、淡路島沿いを一部が北上している様子が見られる。これら一連の動きは沖の瀬の環流対に対応するもので、2.5.1で示した西流への転流時の流線図（図-2.11 参照）において、規模を拡大した南側の環流の西側が、淡路島沿いを北上している様子が確認できる。この南側の環流は、その中心に流入したばかりの水塊を、その外縁には1周期前の水塊を取り込んでおり、この外縁の流れに乗って前の周期に流入した水塊の一部が淡路島沿いを北上し、明石海峡を抜け瀬戸内海へと戻ってゆく。

このように瀬戸内海から流入した水塊は、1周期目には沖の瀬の環流、特に南側の環流に取り込まれ留まった後、2周期目には徐々に南へ移動するものの、一部は環流の流れに乗って瀬戸内海へと戻るといった複雑な挙動を示すことが明らかとなった。

同様に友ヶ島水道から流入した水塊の挙動を図-2.23に示す。図に示しているのは、流入した水塊の1周期目と2周期目のフロントの位置である。太平洋側から流入した水塊は主に泉州沿いに大阪湾内に入り込んでくることが分かる。友ヶ島水道から湾西側の海域は、潮流の主流部が存在する領域で、流入量、流出量ともに多いため、主流部付近には湾内に留まる水塊は少ない。これに対し、友ヶ島水道東端の加太の瀬戸から関西国際空港にかけての水域は、沿岸に沿った方向の潮流が卓越するが、流速はさほど大きなものではない。しかし、加太の瀬戸からの流入は友ヶ島水道において最も早い段階から始まり、流出する流速に対して流入する流速が大きいいため、流入した水塊は沿岸沿いに湾の奥へと進むことになる。2周期目のフロントの位置が、湾中央部に向けて伸びているのは、流入した水塊が、沖の瀬の環流対の南側の環流に取り込まれることを示すものであり、湾内での特徴的な流れであるこの環流対は、明石海峡および友ヶ島水道から湾内に流入した水塊の挙動に大きな影響を及ぼしていることがわかる。

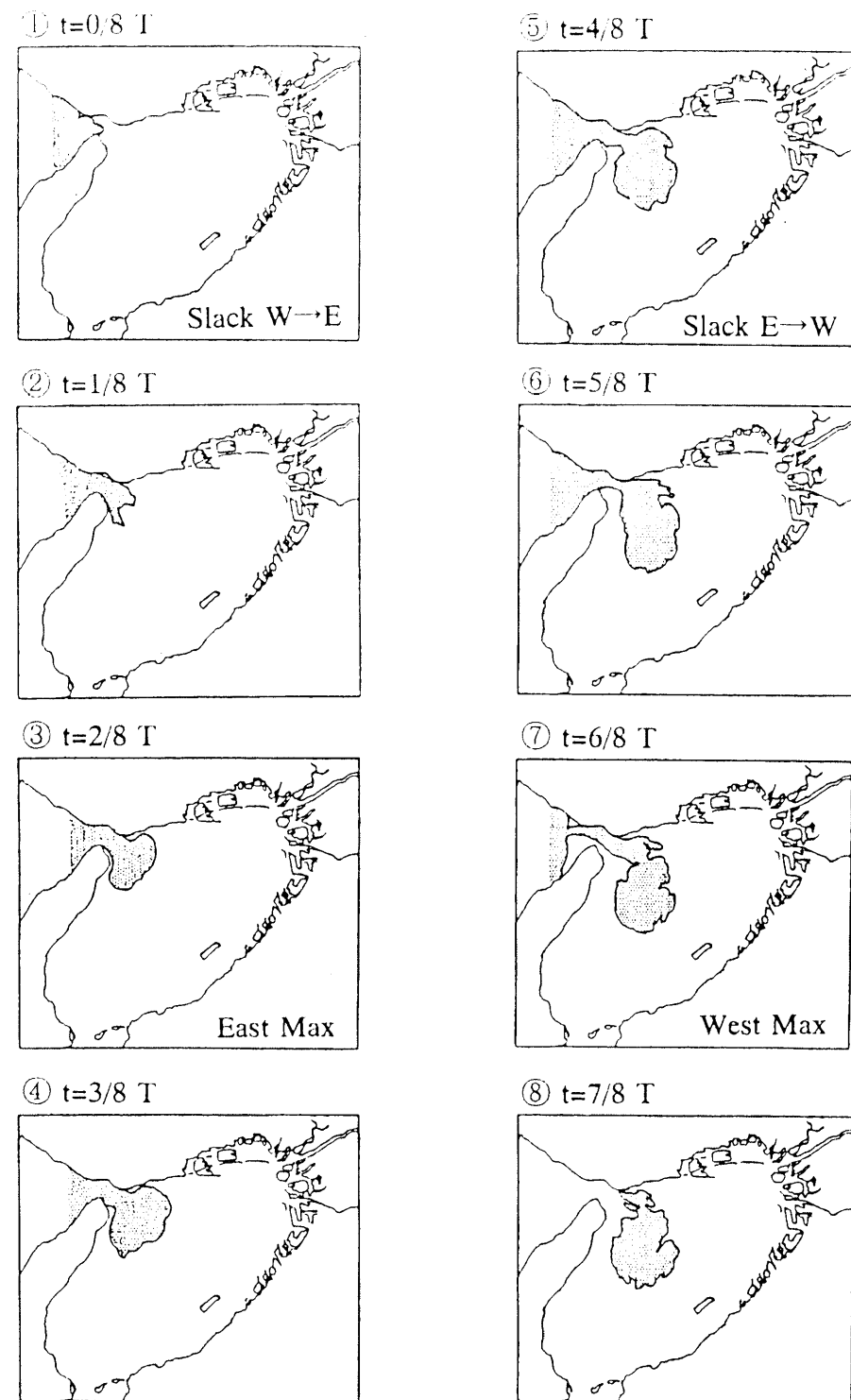


図-2.22(1) 明石海峡より流入する水塊の挙動

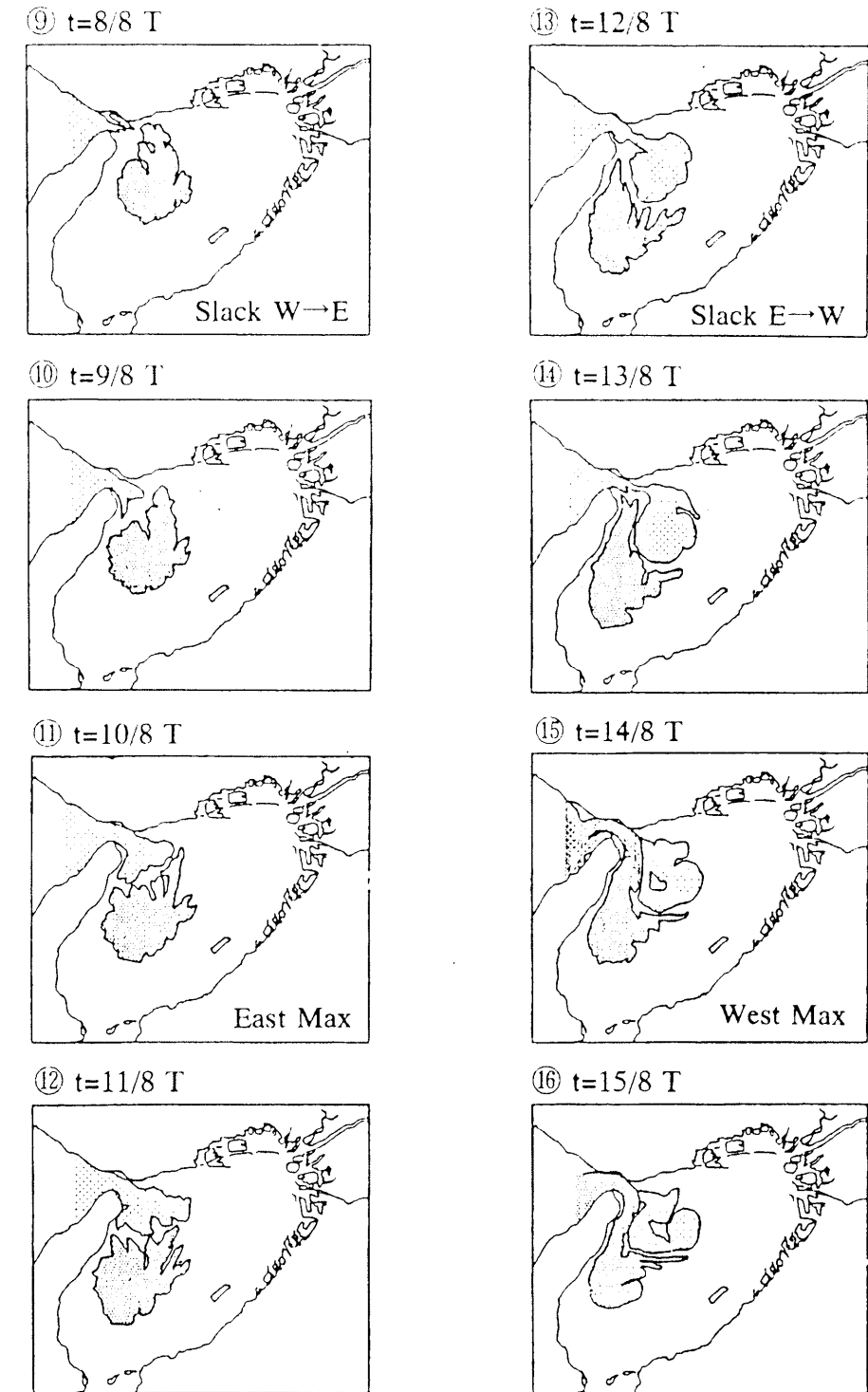


図-2.22(2) 明石海峡より流入する水塊の挙動

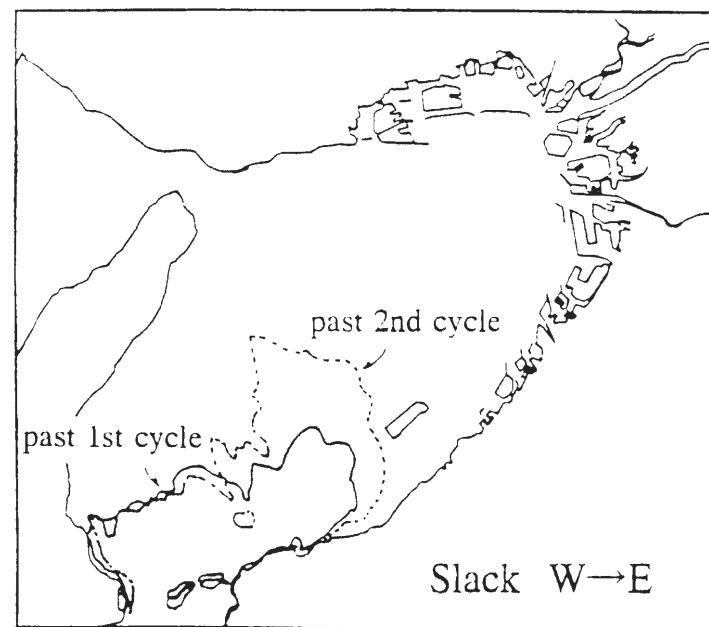


図-2.23 友ヶ島水道より流入する水塊の挙動

2.7.2 湾内に流入する河川水の挙動

河川水は、海水との約3%の密度差により、海域に流入した場合には海面上に拡がる密度流となる。このため、流れは鉛直方向に一樣とはならず、3次元的な取扱いが必要となる。一方、歪み模型においては、水平拡散が過大評価され、鉛直拡散が過小評価されてしまうので⁶⁵⁾、水平2次元の相似則に基づく大阪湾水理模型において、河川水の挙動を取り扱うことにはある種の問題が残る。しかしながら、流出流量の大きい洪水時には、鉛直方向の混合が進み、海域への流入も密度差が支配的であるプルームとしてよりは、運動量に支配される噴流的な現象に近いと見なすことができ、模型内での検討も可能であると考えられる。

通常、密度差を考慮した実験を行う際には、原型と模型における密度フルード数を一致させる手法が適用され、河川水の挙動を対象とする場合には、現地での海水と河川水の密度差を考慮する必要がある。この密度差を現地と同じ塩分で考慮するには大量の塩が必要であるとともに、実験遂行上の困難が多いため、本実験では温度差を与えることで密度差を考慮した。海水と河川水の密度差を温度差で考慮するためには、60℃程度の温度差が必要となる。しかし、このような高温水を河川水として流入させた場合、流入した高温水は周囲の水塊の上に薄く拡がるプルーム的な挙動を示すことが、基礎的な実験結果より明らかとなっている⁶⁶⁾。また、本模型を用いた予備実験においても、高温水を流入させた場合には、河川水が同心円上に拡がる結果となり、人工衛星による洪水の観測結果と著しく異なる結果となった。種々の温度差を設定した予備実験の結果、本模型では5℃前後の温度差により、洪水時に流入する河川水の挙動が最もよく再現される結果が得られ、この温度設定により実際に起こった洪水を再現する実験を行った。

対象とする洪水は、1989年9月3日～4日にかけて淀川、大和川にて発生した洪水で、図-2.24に示すように、地球観測衛星LANDSATによる観測結果が得られている。図-2.24は観測結果から濁度を6段階表示したものであり、周囲に比べて高濃度の部分が流入した河川水を表している。淀川から大阪湾内に流入した河川水は、流向を変えることなく神戸沖を西に進み、明石海峡に向かうことがわかる。同様の結果は、気象衛星NOAAによる観測結果においても確認されており、淀川からの洪水流の挙動を示していると思われる。

実験では、染料にて着色した温水を河川水として模型内に流入させ、スチルカメラと赤外線映像装置(Avio TVS-5300)により可視化した。図-2.25は、洪水発生時の淀川および大和川のハイドログラフを

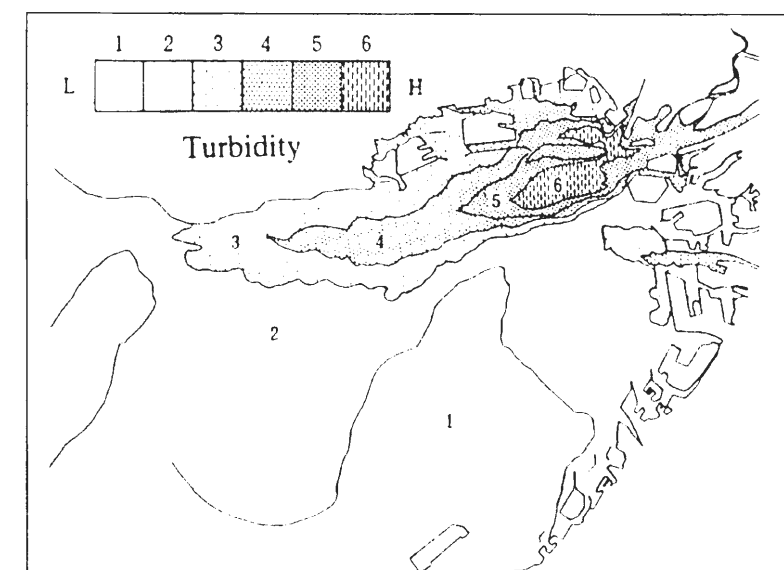


図-2.24 洪水時に流入する河川水の挙動（人工衛星観測結果）

示したものであり、LANDSATによる観測結果は洪水の後半にあたる。この洪水時の潮汐条件は、ほぼ大潮の時期に相当し、実験においては上述同様平均大潮の潮汐条件を与えた。図-2.25の洪水波形をそれぞれの河川から与え、1周期後および2周期後の河川水の拡がりを示したものが図-2.26である(実線:1周期後、破線:2周期後)。実験結果においても、淀川からの河川水は、神戸沖を抜けて明石海峡に向け進んでおり、染料の範囲は図-2.26左図に示す高濃度の部分(4～5段階以上)の部分に相当している。また、図-2.26右図は赤外線画像から得られた1周期後の表面温度の分布であり、全体として西方に進む点や、河口部周辺に温度の高い部分(流入した高濃度の河川水に対応)があることなど、LANDSATの観測結果と良好な一致を示している。

本実験では、河川水の流入のみを考慮しており、実際にはLANDSATの観測時点直前まで流軸方向の東北東に2～4m/s程度の風が吹いていた影響などは含まれていない。海面上の風は、表層付近の流動に大きく影響するため、現地での現象には少なからず影響を与えていると思われるが、実験結果は定性的ではあるものの観測結果とよい一致を示しており、適切な温度差(密度差)を考慮することで、模型を用いて洪水時の河川水の挙動が再現されることが確認できる。

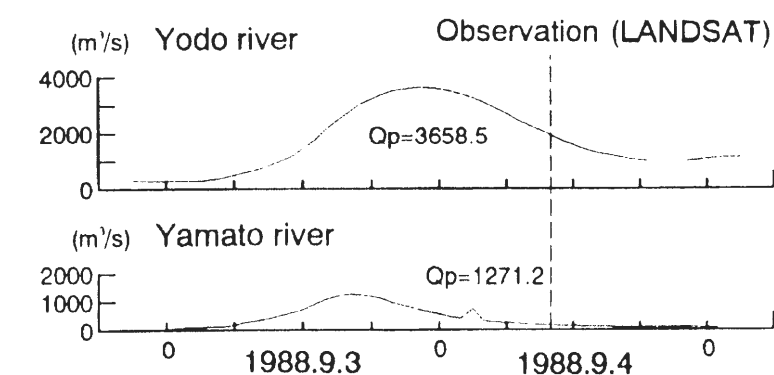
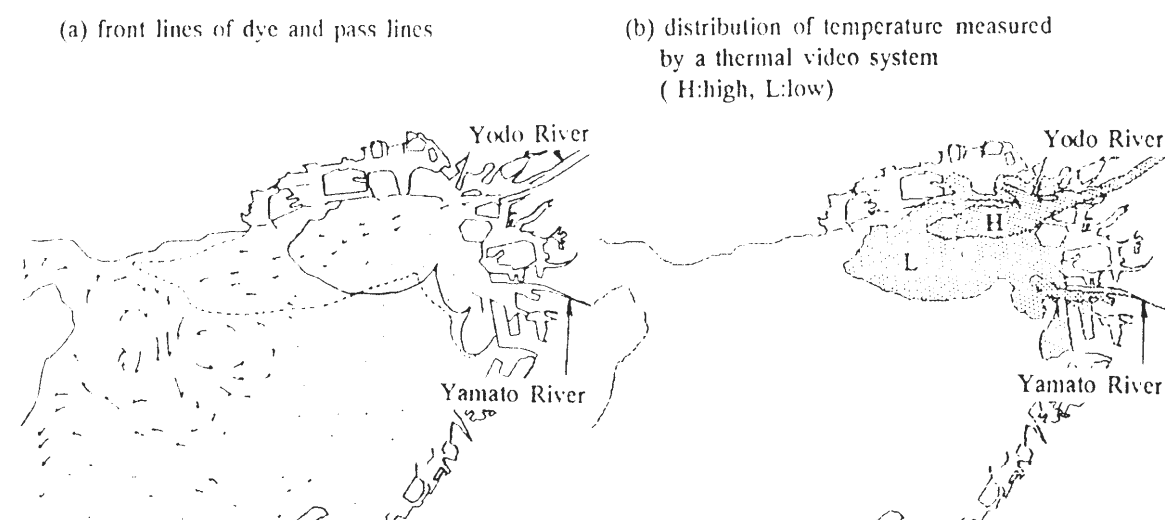


図-2.25 淀川、大和川のハイドログラフ（洪水発生時）



図・2.26 洪水時に流入する河川水の挙動
(左：人工衛星観測結果 右：赤外線カメラによる可視化結果)

2.8 結 語

本章では、湾域における流動場の中で、恒常的かつ広範囲にわたって影響を及ぼす潮流場を対象として、大阪湾内の潮流場の流動特性について、大阪湾水理模型（水平縮尺：1/5000、鉛直縮尺：1/500）を用いた実験的手法による検討を行った。また、検討に先立ち、実験的手法の歴史的変遷を示すとともに、実験的手法の前提条件となる水理相似則、および実験的手法の適用性についても言及した。主な結果は以下のようである。

●大阪湾水理模型では、2 台の起潮機を用いて、2 つの開口部を通じての潮汐の影響を考慮することにより、大潮、小潮、平均潮時における湾内の潮汐が、潮差、位相差ともに良好に再現された。現地を良好に再現した潮汐条件下における湾内の潮流場は、潮流図などの現地観測結果と同様の流況となり、定性的に現地の流動をよく表現していることが明らかとなった。また、海峡部および湾奥部において、現地で観測された流速とほぼ同程度の流速値が計測されており、定量的にも現地に近い結果が得られることが認められた。

●湾内の流動パターンは、潮汐条件により大きく異なり、流れの弱い小潮時には非常に単調なものとなる。逆に大潮時には、湾の西側に潮流速の大きな主流部が形成され、沖の瀬と呼ばれる浅瀬付近には、1 対の環流対が観察される。この環流対は湾内の流動パターンを特徴づけるものであり、環流対の挙動と湾内の流動パターンは 1 潮汐周期をサイクルとして関連づけることができる。一方で、湾内の流動パターンには不安定性があることが確認され、大潮時には 1 割程度の割合でかなり様相の異なる流動パターンが出現することが明らかとなった。

●従来の研究より指摘されている、瀬戸内海を東に向かう流れについて検討した結果、潮流以外の成分として、明石海峡から湾内に流入する流動成分は、湾内に形成される環流対のうち、南側の時計回りの環流を強め、主流部の範囲が湾の東側に拡大させる傾向を持つことが知れた。実際の流量については値の特定までには至らないが、実験から得られた湾内の流動パターンが、潮流図などの現地観測結果と大きく変わらない範囲内の流量である必要性から考えて、10000m³/s 程度のオーダーであると推測される。

●明石海峡および友ヶ島水道から流入する水塊の挙動について、明石海峡からの流入水塊は、湾内にできる環流対に取り込まれた形で移動し、基本的には南進するものの、一部は再び明石海峡を通過して播磨灘へ流出するなどの複雑な挙動を捉えた。友ヶ島水道からの流入水は、湾の東側から流入する傾向を持つ。また、湾内に流入する洪水流の挙動について、温度差により密度差の影響を考慮する方法を用いることで実験的に検討し、人工衛星の観測結果と同様の挙動を示すことが確認された。

参考文献

- 1) Dalrymple, R.A. : Introduction to Physical Models in Coastal Engineering, Physical Modelling in Coastal Engineering, pp.3-9, A.A.Balkema, 1985.
- 2) Kamphuis, J.W. : Physical modeling, Handbook of Coastal and Ocean Engineering, Vol.2, pp.1049-1066, Gulf Publishing company, 1991.
- 3) Keulegan, G.H. : Model laws for coastal and estuarine models, Estuary and coastline hydrodynamics, pp.691-710, McGraw-Hill book company, Inc., 1966.
- 4) Rouse, H. and S. Ince : 水理学史, 鹿島出版会, 1974.
- 5) 岩佐義朗 : 数値水理学, pp.1-15, 丸善, 1995.
- 6) 日野幹雄 : 流体実験の歴史, 流体実験ハンドブック, pp.1-20, 1997.
- 7) 椎貝博美 : 水理実験法, pp.1-8, 1976.
- 8) 本間 仁 : 水理実験, 応用水理学, 下巻 I, pp.1-15, 1971.
- 9) 江守 一郎 : 模型実験の理論と応用, pp.1-15, 1988.
- 10) Svendsen, I.A. : Physical Modeling of Water Waves, Physical Modelling in Coastal Engineering, pp.13-47, A.A.Balkema, 1985.
- 11) Le Mehaute, B. : Similitude, Ocean Engineering Science, Vol.9, Part B in the series The Sea, pp.955-980, John Wiley and Sons, 1990.
- 12) 今本博健 : 水理学の基礎, pp175-193, 1982.
- 13) Kobus, H. : Hydraulic modeling, IAHR, pp.1-23, 1980.
- 14) Hughes, S.A. : Physical model and laboratory techniques in coastal engineering, pp.51-80, World Scientific, 1993.
- 15) 樋口昭生 : 潮流水理模型実験, 水工学に関する夏期研修会講義集 B, pp.1-25, 1974.
- 16) Liggett, J.A. : Fluid mechanics, pp.45-79, McGraw-Hill, Inc., 1994.
- 17) 今本博健・石垣泰輔・馬場康之・秋山真吾 : 久美浜湾における潮流の流動特性に関する研究 (1), 京都大学防災研究所年報, 第 38 号 B-2, pp.539-550, 1995.
- 18) 日本海洋学会沿岸海洋研究部会編 : 日本沿岸海洋誌, 東海大学出版会, pp.625-629, 1985.
- 19) 久保田鉄工株式会社 : アーバンクボタ, No.16 OCTOBER, pp.2-15, 1978.
- 20) 毎日新聞社 : 毎日グラフ別冊 古代史を歩く⑦河内, pp.102-109, 1987.
- 21) 樋口昭生 : 潮流水理模型実験における世界の動向, 中国工業技術, No.2 別冊, pp.3-20, 1974.
- 22) 金子安雄, 堀江毅, 村上和男, 上野信行, 久保正則 : 大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験, 港湾技術研究所報告, 第 12 巻 3 号, pp.99-201, 1973.
- 23) 金子安雄・堀江 毅・村上和男・亀山 豊・入尾野幸雄 : 大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験(第 2 報)－主要汚染源の湾内汚染に与える影響－, 港湾技術研究所報告, 第 15 巻 2 号, pp.211-250, 1976.
- 24) 上嶋英機・橋本英資・田辺弘道・宝田盛康 : 流況制御構造物設置による流況制御技術の効果検証実験－瀬戸内海大型水理模型による別府湾・大阪湾での実験結果－, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.851-855, 1991.
- 25) 上嶋英機, 橋本英資, 田辺弘道, 宝田盛康, 山崎宗弘 : 大阪湾停滞性水域の流況改善技術に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp.839-843, 1989.

- 26) 上嶋英機・田辺弘道・宝田盛康・山崎宗広 : 大阪湾で構想されている流動環境変化に関する研究, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.1016-1020, 1998.
- 27) 樋口明生, 安田秀一, 早川典生 : 瀬戸内海水理模型における縮率効果に関する実験的研究, 京都大学防災研究所年報, 第 19 号 B-2, pp.397-409, 1976.
- 28) 樋口明生・武岡英隆・北川吉男 : 瀬戸内海における海水交流の実験的研究 (Ⅱ), 京大防災研究所年報, 第 19 号 B-2, pp.411-422, 1976.
- 29) 今本博健・大年邦雄・木戸研太郎 : 大阪湾における潮流の流動特性に関する模型実験, 京都大学防災研究所年報, 第 31 号 B-2, pp.793-806, 1988.
- 30) Hirotake Imamoto and Kunio Ohtoshi : Hydraulic model investigation on the dispersion of river water flowing into Osaka bay, Proc. of XXIV IAHR Cong., Study of estuaries and the coastal zones, pp.340-350, 1991.
- 31) 西村 司・小林智尚・田附正文・田中総太郎・杉村俊郎・畠山祐二 : 回転系乱流場特有の組織的渦構造と大阪湾の恒流, 第 39 回海岸工学論文集, pp.911-915, 1992.
- 32) 西村 司・小林智尚・古田剛一・田附正文・加藤直幸・山口吉宗 : 回転系潮流乱流場の組織的渦構造と湾や灘の質量輸送, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.226-230, 1993.
- 33) 金子安雄, 堀江毅, 村上和男 : ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算－大阪湾に適用した場合について－, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻 1 号, 1975.
- 34) 堀江 毅・金子安雄・村上和男・細川恭史・亀山 豊 : 潮流計算における境界等の取扱い－特に ADI 法による検討－, 港湾技術研究所報告, 第 15 巻 2 号, pp.251-287, 1973.
- 35) 中辻啓二・末吉寿明・藤原建紀 : 大阪湾湾奥で観察される高気圧性渦 (西宮沖環流) の生成機構と淀川ブルームに及ぼす影響, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.331-335, 1994.
- 36) 中辻啓二・山見晴三・末吉寿明・藤原建紀 : 大阪湾の恒流系に関する数値実験的研究, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.906-910, 1992.
- 37) 中辻啓二・藤原建紀 : 大阪湾におけるエスチュアリー循環機構, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.396-400, 1995.
- 38) Nakatsuji, Fujiwara : Recent advances in simulating estuarine circulation in semi-enclosed coastal seas, J. Hydarulic Eng, Vol.123, No.4, pp.362-373, 1997.
- 39) 山根伸之・寺口貴康・中辻啓二・村岡浩爾 : 浅海定線調査データに基づく大阪湾の水質・密度構造の季節変化, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.331-335, 1996. .
- 40) 山根伸之・寺口貴康・中辻啓二 : 大阪湾奥部のエスチュアリー循環と栄養塩収支, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.1061-1065, 1998.
- 41) 気象庁編 : 海洋観測指針, (財) 日本気象協会, 1990.
- 42) 海上保安庁 : 大阪湾及播磨灘潮流図, 海図第 6231 号, 1993.
- 43) 藤原建紀・肥後竹彦・高杉由夫 : 大阪湾の恒流と潮流・渦, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp.209-213, 1989.
- 44) Fujiwara, T., H. Nakata and K. Nakatsuzi : Tidal-jet and vortex-pair driving of the residual circulation in a tidal estuary, Continental shelf research, Vol.14, pp.1025-1038, 1994.
- 45) 上嶋英機, 湯浅一郎, 宝田盛康, 橋本英資, 山崎宗弘, 田辺弘道 : 大阪湾停滞性水域の流動と水塊構造, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.661-665, 1987.

- 46) 大西外明、田中總太郎、西村司：Landsat リモートセンシングを導入した海峡部海水交換現象の研究、土木学会論文報告集、第 298 号、pp.63-73、1980.
- 47) 村上和男・浅井正：リモートセンシング技術を用いた潮目分布の推定とその大阪湾への適用、港湾技研資料、No.831、pp.3-20、1996.
- 48) 井口敏夫・梅原俊彦・大野裕一・野崎憲朗：短波海洋レーダによる海流および波浪の観測、通信総合研究所季報、Vol.35 No.176、pp.387-397、1989.
- 49) 中辻啓二・石塚正秀・徳田正幸・村上和男・藤原建紀：VHF 海洋レーダによる表面流動の観測と ADCP による検証、水工学論文集、第 43 巻、pp.845-850、1999.
- 50) 中辻啓二：大阪湾における水質分布・水質変動に関する調査研究、コンピュータ大阪湾研究所報告、第 1 号、1999.
- 51) 藤原建紀・宇野奈津子・多田光男・中辻啓二・笠井亮秀・坂本直：紀伊水道の流れと栄養塩輸送、海と空、第 73 巻、第 2 号、pp.31-40、1997.
- 52) Hoshika, A., T. Tanimoto and Y. Mishima : Current and material transport at Tomogashima strait, Japan, J. Oceanography, Vol.55, pp427-437, 1999.
- 53) 矢持 進・岡本庄市・小田一紀：砂浜や泥浜に優占する底生生物の底質浄化能力、海岸工学論文集、第 44 巻、pp.1176～1180、1997.
- 54) 矢持 進・岡本庄市・山下貴幸・久保佳洋・小田一紀：噴流式水流発生装置による港湾域での生物生息環境の改善、海岸工学論文集、第 45 巻、pp.1186～1190、1999.
- 55) 海上保安庁：日本沿岸潮汐調和定数表、1983.
- 56) 土木学会水理委員会編：水理公式集、p.13、1985.
- 57) 今本博健・石垣泰輔・野井潤生・馬場康之：大阪湾の潮流に関する水理模型実験(1)、京都大学防災研究所年報、第 36 号 B-2、pp.519-533、1993.
- 58) 浅沼強：流れの可視化ハンドブック、朝倉書店、1977.
- 59) 藤原建紀：岸近くの潮流の特異性とそのシミュレーション、水工学に関する夏期研修会講義集、90-B-9、1990.
- 60) 第 5 管区海上保安本部：大阪湾大阪港潮流観測報告、1992.
- 61) 速水頌一郎・宇野木早苗：瀬戸内海における海水の交流と物質の拡散、第 17 回海岸工学講演会論文集、pp.385-394、1970.
- 62) 安田秀一：潮位変動からみた瀬戸内海の貫流に関する考察、第 27 回海岸工学講演会論文集、pp.434-438、1980.
- 63) 樋口昭生・武岡英隆・北川吉男：瀬戸内海における海水交流の実験的研究（Ⅱ）、京都大学防災研究所年報、第 19 号 B-2、pp.411-422、1976.
- 64) 國松孝男・村岡浩爾：河川汚濁のモデル解析、技報堂出版、p.239、1989.
- 65) Kobus, H. : Hydraulic modeling, IAHR, pp.71-91, 1980.
- 66) 馬場康之：海域における河川水の挙動に関する実験的研究、京都大学修士論文、1993.

第 3 章 外海に面した沿岸域における 強風・高波浪時の海水流動に関する研究

3.1 概 説

海と陸地の境界を成す海岸線は、海側からは波浪、風、流れ等、自然外力に曝され、陸側からは海岸の開発や河川からの土砂供給等の人工的、自然的な圧力を受け、絶えず激しい変化をする動的な空間である。わが国は、台風常襲地帯であり、かつ冬季季節風の影響を強く受ける気象条件を有し、加えて大陸境界型地震の多発地帯でもあることから、沿岸海域では高波、高潮、津波などによる海岸災害の発生する危険性がきわめて高い。また、鳥取海岸、石川海岸、大潟海岸や新潟海岸に見られるように、日本海沿岸の海岸には直線的な砂浜海岸が存在するが、これらの海岸では海岸侵食が顕著であり、侵食対策とともに海浜を再生し、有効利用するための技術開発が検討されている。しかしながら、このような海岸保全技術のための工学的な知見を再検討してみると、強風・高波浪時の波、流れなどの外力の特性が必ずしも十分理解され評価されているとはいえない。特に強風による海水の流動特性や、それによる広域漂砂に関する検討がなされていない点を指摘しておく必要がある。沿岸海域での流れ、漂砂の特性は、図-3.1¹⁾ に示す海岸地形学的な海浜の分類と因果関係にあるが、ここでは漂砂の移動限界水深や海浜地形の変形限界水深の定義（DOC：depth of closure）が重要である。DOC は、底質、海岸流、波浪により時空間的に変化するが、海底地形変化の計測データから判断される場合が多く、日本海側の海岸では水深 8～10m 付近とされている。一方、数値解析より、実際には荒天時において強い吹送流と波浪により、水深 30m 近くまで、活発な漂砂移動があることが予測されている。しかしながら、このような水深の大きな領域では、急激な地形変化が観測されることは少ない。これは、海浜の変形が漂砂量の勾配によって発生するため、水深数十 m の海域では、漂砂量は存在しても地形変化を発生させるほどの勾配が無い状況が形成されているものと思われる。すなわち、吹送流による漂砂の空間分布は海域全体に渡りほぼ一様であると考えられる。この DOC から岸に向かうに従い、水深に規定されて発生する碎波、その内側の碎波帯、汀線付近での波の遡上帯のそれぞれにおいて、流体力学的な特性の変化がみられる。これに対応して、海岸地形学的な分類は、沿岸砂州より沖側（碎波帯の外）と内側とで、それぞれ沖浜、外浜とされる（図-3.1 参照）。

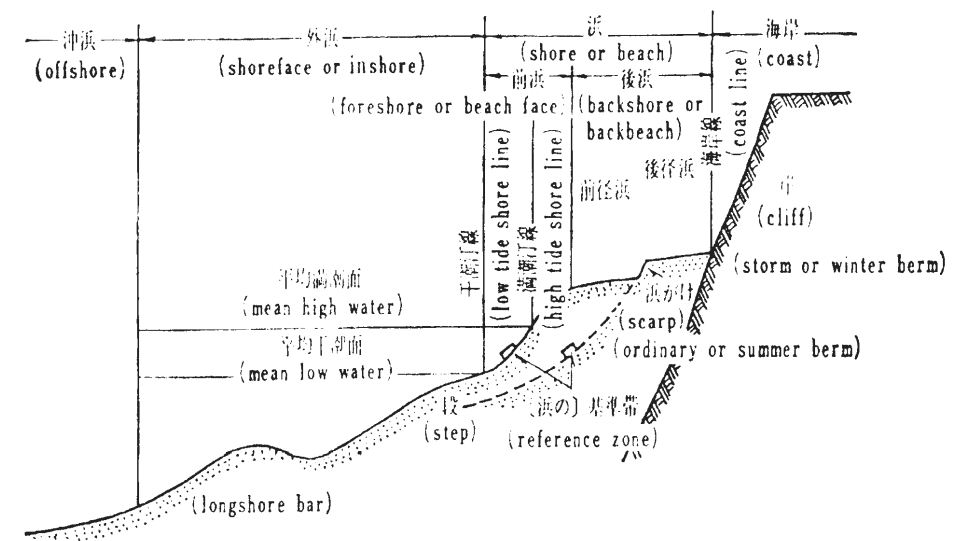


図-3.1 海浜縦断各部の名称

海浜を含めた沿岸域における海水の流動場は、その発生要因によって波浪に起因する海浜流と、それ以外の要因による海岸流に大別される。海洋学の分野では、海岸流は沿岸流と呼ばれ、海岸工学の分野で用いられる沿岸流（longshore current）、向岸流・離岸流（cross-shore current）とは異なる定義がされているが、本論文では海岸工学の用語法に従う。海洋学の分野で、沿岸流という用語が用いられている背景には、「波浪以外の外力に起因する流れは海岸線に沿って流れる」という現象を意識しているからと解釈でき、この点では理にかなった用語であるといえる。しかしながら、流れの方向を明確にするため、ここでは沿岸方向の流れを海岸流と呼ぶこととする。

海岸流は主に波浪流の弱い沖浜帯で観測され、その発生要因は海流の影響、潮流、吹送流である。一方、海浜流は砕波により発生する流れで、1次元解析的には radiation stress の概念³⁾を用いた理論より、海面勾配によって発生する大局的な流れの場は説明できる。しかし、砕波による流れには鉛直分布特性が重要な要素となるため、砕波乱流場の理論との併用において3次元的な扱いが重要となる。

砕波帯での流れに関して、従来現地での観測が幾つか行われている。古くは海浜流系を見出した Shepard-Inman³⁾の観測があり、その後、佐々木⁴⁾、堀川ら⁵⁾による海浜流系統に関する観測が行われた。これらの観測は、気球による方法などを用いて、低風速時に波浪（うねり）によって発生する海浜流を対象として実施されている。観測より、汀線沿いの流れとそれを補償する離岸流とが、一定の間隔で連続して発生する海浜流系の存在が確認されている。さらに、海浜変形や海域での物質輸送においても、波浪による質量輸送、波浪による底質輸送と海浜流系とを同時に考慮したモデル化がなされてきた。これは、ストーム時の海浜変形予測においても同じであり、来襲波浪特性だけで海浜変形を議論しているのが現状である。

このように、海岸付近の流れや漂砂に対する従来の取り扱い、波浪の影響を極端に重視した数理モデルによるものが多く、例えばストーム時を対象とした解析にも、波浪以外の要因による海岸流は軽視されているのが現状である。しかしながら、近年、京都大学防災研究所の大潟波浪観測所を中心に砕波帯近傍での海水流動に関する観測研究^{6),7),8)}が行われ、強風・高波浪時の砕波帯近傍における海浜流の形成に対して、波浪の影響と同等か、それ以上の大きさを持って風の影響が存在することが明らかにされ、海浜流の発生・発達機構、その数理モデルに関して見直しが必要なことが指摘されている。沖浜帯での流動に対しても、砕波を介した流動場への運動量の供給の指摘や、水深 10m 以深の海域においても流動場に対する波浪の影響が無視できないことが、現地観測データから確認されている^{9),10),11)}。また、水深 10m 以深の沖浜帯では海底地形の変化は測量の誤差程度であると考えられてきたが、深浅測量や流動場・波浪場の観測から、沖浜帯においても海底地形の変化に明確な傾向が見られることが確認され¹²⁾、沖浜帯における波浪の影響、および地形変化を引き起こす強い流動の存在が指摘されるようになってきた。すなわち、沖浜帯を含めた海岸付近の流動を考える上では、砕波帯の内外で流動の成因を区分した観点ではなく、波浪、風の影響を同時に考慮することが重要である。京都大学防災研究所附属災害観測実験研究センターでは、風と波によって沿岸域の広い範囲で形成される流れを”広域海浜流”と定義し、海浜流と海岸流（主に吹送流）を区別しないモデル化を行ってきた（例えば加藤¹³⁾）。今後の沿岸域の広域、総合的管理を考える場合、広範囲にわたる海岸地形変化や環境に影響を与える広域海浜流の流動特性を把握することは必要不可欠であり、海岸、海底地形の変化が著しい強風・高波浪来襲時における流動特性は特に重要な意味を持つ。

本章では、冬季日本海沿岸および夏季太平洋沿岸で行われた流動場の現地観測結果より、冬季日本海における北西季節風・高波浪来襲時、夏季太平洋での台風来襲時における沿岸域での流動特性について検討する。観測は、冬季は日本海に面した新潟県上越・大潟海岸において、夏季は鹿島灘を臨む波崎海岸にて実施されたものである。

3.2 冬季日本海沿岸における広域海浜流場の現地観測

冬季日本海沿岸では、北または北西から卓越する季節風の影響を強く受け、砕波帯を含めた沿岸海域

の流れには、風に起因する割合の大きいことが現地観測を通じて明らかになりつつあり、最近では風の影響を取り入れた数値シミュレーションによる検討も行われている^{7),13),14)}。この流れ場は、従来指摘されている砕波により形成される海浜流場と重ね合わさった形で、広域海浜流場を形成して広域漂砂を発生させる主要因であり、海浜変形や海岸周辺の環境に対して主要な役割をもつと考えられる。

本現地観測で対象とした上越・大潟海岸は中部日本海沿岸に位置し、冬季日本海特有の北西季節風および高波浪の影響を強く受け、1970 年代以降海岸侵食が深刻な問題となっている。以来、その対策として護岸整備、離岸堤・潜堤などの建設による侵食対策が講じられているものの、抜本的な対策には至らず、対象範囲内でも特に直江津港から大潟漁港にかけての範囲では、砂浜がほとんど消失した状態となっている。さらに 2005 年までに、直江津港の港湾施設の拡充により、2.8km にわたる防波堤の延伸および港湾区域拡大が決定しており、海岸侵食は更に漂砂下流側の海岸に伝播することが危惧されている。これに対して、建設省、新潟県では上越・大潟海岸侵食防止対策技術検討委員会を立ち上げて、京都大学防災研究所のこれまでの観測研究成果を侵食防止対策に反映させて、中期対策の指針を策定している。ここで用いる観測データは、1998 年度冬季に京都大学防災研究所・新潟県の合同観測として行われたものであり、この観測は前述の技術検討委員会の成果を踏まえて行われたものである。

本観測のような広域海浜流の観測データは、これまで十分蓄積されているとはいえない。そのため広域海浜流によって発生する海浜変形に関する理論的基礎が確立されておらず、広域漂砂の制御がおろそかになっている点が指摘できる。今後、海岸構造物が大水深化し、水深 20m を越えて建設されるようになると、広域漂砂制御の問題は益々重要になる。直江津港の建設による海岸侵食はその好例であり、防波堤の延伸により広域漂砂が止められたことと、波浪場、広域海浜流場の変化が、直江津港周辺の地形を変化させ、海岸侵食を発生させた要因である。しかしながら、これまでの対策では、直江津港の影響を波浪場のみを対象に考えていたため、漂砂の沖方向移動機構や広域な沿岸漂砂の把握がなされていなかった。本節では、観測データを基に、広域海浜流特性を明確にすると共に、これから予想される広域漂砂の動態についても検討する。

3.2.1 現地観測の概要

今回の現地観測は、1998 年 12 月初旬から 1999 年 3 月初旬の約 3 ヶ月にわたり行われた。観測範囲は沿岸方向に約 10km、岸沖方向に約 3km におよぶ領域であり、砕波帯付近から水深 30m におよぶ範囲を含む（図-3.2）。計測は図-3.2 に示す 5 測線 13 地点において実施され、海底面に設置された流速計一体型水位計を用いた波浪・底面流況観測が 11 点、残る 2 地点においては、ADCP（Acoustic Doppler Current Profiler）による海浜流場の鉛直分布の計測が実施された（表-3.1）。

流速計一体型水位計では、各地点における水位と底層流速（東西・南北成分）が、サンプリング周波数 2Hz で、1 時間毎または 2 時間毎に正時をはさむ 20 分間計測されている。ADCP による計測は、水深 1m ごとの流速の鉛直分布が、10 分間平均値として連続計測されている。風向・風速データは、京都大学防災研究所大潟波浪観測所の観測棧橋先端に設置された超音波 3 次元風速計のデータを使用した。

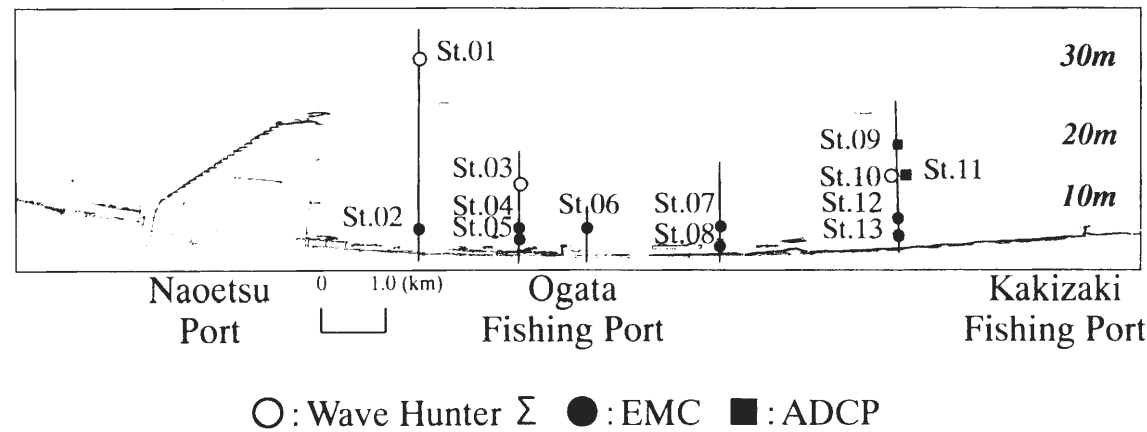


図-3.2 観測地点位置図（上越・大潟海岸）

表-3.1 観測内容

St. No	depth(m)	equipment	measuring time	sampling interval
1	30	Wave Hunter Σ	20min per 2hours	0.5sec
2	8	ECM	10min per 1hour	0.5sec
3	15	Wave Hunter Σ	20min per 2hours	0.5sec
4	8	ECM	10min per 1hour	0.5sec
5	5	ECM	10min per 1hour	0.5sec
6	8	ECM	10min per 1hour	0.5sec
7	8	ECM	10min per 1hour	0.5sec
8	5	ECM	10min per 1hour	0.5sec
9	20	ADCP	Continuous	10min
10	15	Wave Hunter Σ	20min per 2hours	0.5sec
11	15	ADCP	Continuous	10min
12	8	ECM	10min per 1hour	0.5sec
13	5	ECM	10min per 1hour	0.5sec

また、この観測と並行して、京都大学防災研究所大潟波浪観測所においても ADCP による海浜流場の鉛直分布の計測が行われている。大潟波浪観測所における計測では、大潟波浪観測所の観測栈橋(図-3.3)の先端付近(水深約 7m)と栈橋中程(水深約 5m)に ADCP を設置し、サンプリング周波数 2 Hz で水深 25cm 毎の流速が連続観測されている。

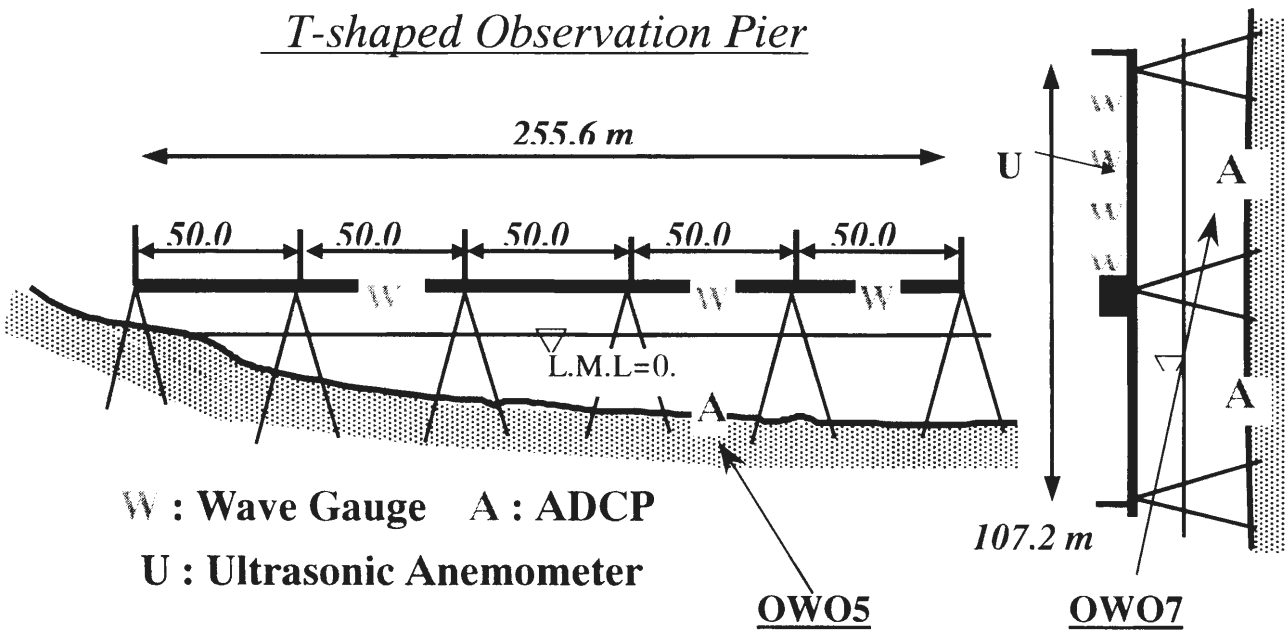


図-3.3 大潟波浪観測所 観測栈橋概要図

3.2.2 広域海浜流の平面分布特性

図-3.4 に、全 13 測点のうち、ADCP による 2 計測点を除く 11 地点における沿岸方向・岸沖方向流速、有義波高・有義波周期、および沿岸・岸沖方向風速の計測結果を示す。なお、以下の結果における沿岸方向、岸沖方向については、各測線沖向きを岸沖方向の正、それに直交する海岸線東向きを沿岸方向の正とする。

いずれの計測点においても、高波浪の条件が長い場合で 1 週間ほど継続する様子が認められ、冬季日本海特有のパターンが繰り返される結果となっている。時には、有義波高が 5m を越える場合があり、有義波高の変化に対応して有義波周期が大きくなる場合も見られる。

風向・風速に関しては、主に西もしくは北東の風(吹き出し方向は東から南西)の風が卓越する結果となり、風速・風向ともに激しく変動するものの、15m/s 程度の強風が数日間連続することが確認できる。風と波浪の経時変化を比べると、強風時に対応して有義波高の大きな波が来襲する傾向が強く、波浪が風の影響を受けていることがわかる。

(1)沿岸方向流速

流速の変動に関しては、沿岸・岸沖両方向について、各測点ごとにその特性が異なるようである。

沿岸方向流速に関しては、流速の絶対値には違いがあるものの、全ての計測点において東向きの海岸流が卓越する結果となっている。特に、沖側に位置する St.01、10 においては東向きの流れが常に卓越する結果となり、その他の計測点においては逆方向(西向き)の流れの発生も見られるが、ほとんどの時間を通じて東向きが卓越していることがわかる。沿岸方向流速の自己相関を、各測線ごとに示したものが図-3.5 である。St.01 における沿岸方向流速の自己相関を除いて、残り 10 点の自己相関は大きく 2 つのタイプに区別できる。1 つは St.02、04、05 の 3 地点であり、もう 1 つは残り 7 地点である。

St.02、04、05 の 3 地点における沿岸方向流速の自己相関は、特に明確なピークを示さず、流速変動が周期性を持たない。逆に、St.03 および東側の 6 地点における沿岸方向流速の自己相関は 72 時間付近にピークを持つ。この 3 日という周期は、風速の自己相関においても同様に確認できることから、低気圧の通過や冬型の気圧配置など、気象現象の周期性に依存した変動成分に対応するものと考えられる。西側の 3 地点(St.02、04、05)について周期性が見られない原因として、直江津港の西防波堤の影響領域内にあり、気象現象、すなわち海上風の影響が少ない海域であると推測される。周辺海域で東向きの吹送流(広域海浜流の一部)が卓越する場合、直江津港の西防波堤の背後には流れのはく離域が形成されると同時に、波浪場は防波堤により回折波領域となる。このため、防波堤背後に反時計回りの循環流が形成され、海岸底質を港の中に溜め込む傾向をもつ波・流れ系を形成することとなる。こののはく離域における流動の影響を受けて、これら 3 地点における流速は他の東側の計測点とは異なる流動特性を示す結果になっていると考えられる。ただし、St.03 での流速データには、沖側に位置し西防波堤の影響が少ないため、3 日周期の流速変動成分が現れている。

図-3.6 に沿岸方向流速・風速の相関を全 13 地点について示す。全ての計測点において、沿岸方向流速と海上風の風速とは高い正の相関を示しており、沿岸方向の海水流動の流速変動は、沿岸方向風速の変動に良く追従していることがわかる。また、岸近くの計測点では、時間遅れはほとんど見られないが、沖側の測点では数時間程度の時間遅れが認められる。ここでの計測結果が底層における流速であることを考慮すれば、表層での風の影響が全水深に達して、せん断流から一様流になるためには、数時間程度の時間を要することが推測される。後述するように、観測された吹送流の鉛直分布を見ると、発達した海岸流の沿岸方向成分は全水深にわたって一様な流れであることがわかる。

(2)岸沖方向流速

岸沖方向に関しては、岸に近い計測点において、沖方向漂砂に大きく関与する強い沖向き流れが間欠的に発生しているのが確認でき(図-3.4 参照)、その流速は最大で 50cm/s 以上にも達する。この強い沖向き流れは、強風・高波浪の条件下で起きていることがわかるが、岸に近い測点間では違いが見られる。St.08(水深約 5m)では頻繁に強い沖向き流れの発生が見られるのに対し、同じ水深約 5m の St.05、12 では数日程度の間隔をおいて発生している。この流れは主に砕波によって生じた流れであると考えられ

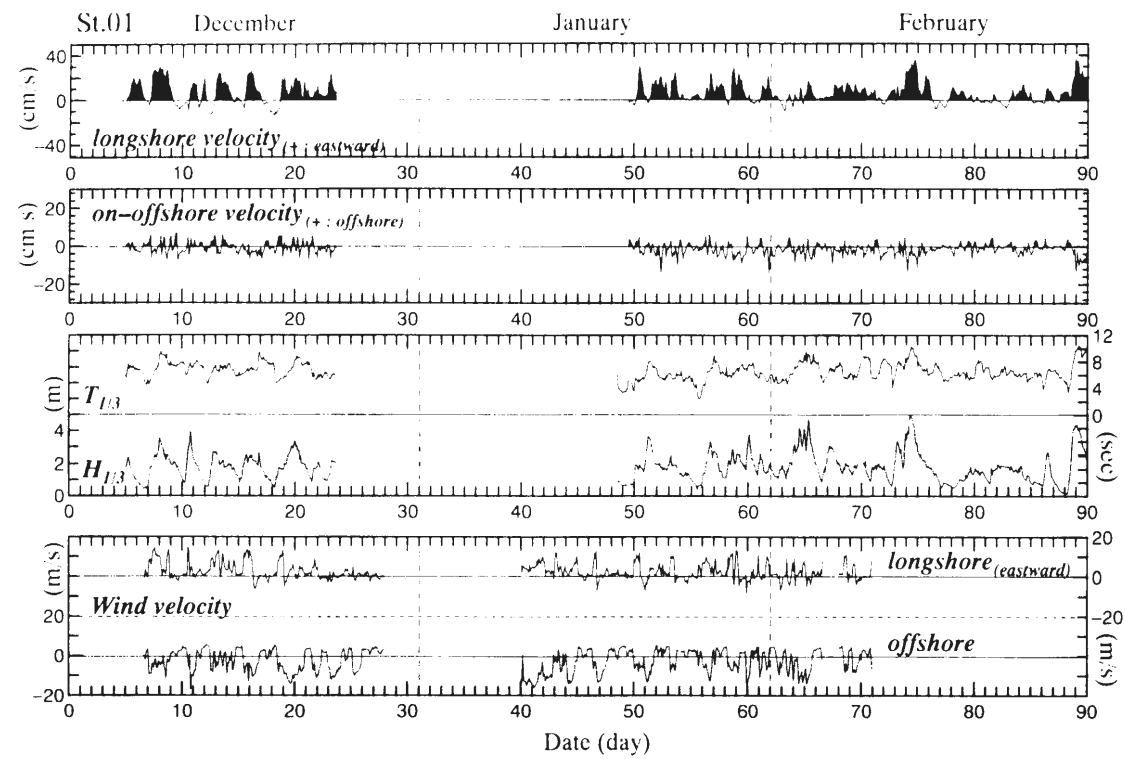


図-3.4(a) 観測結果（底層流速・波高，周期，風速）

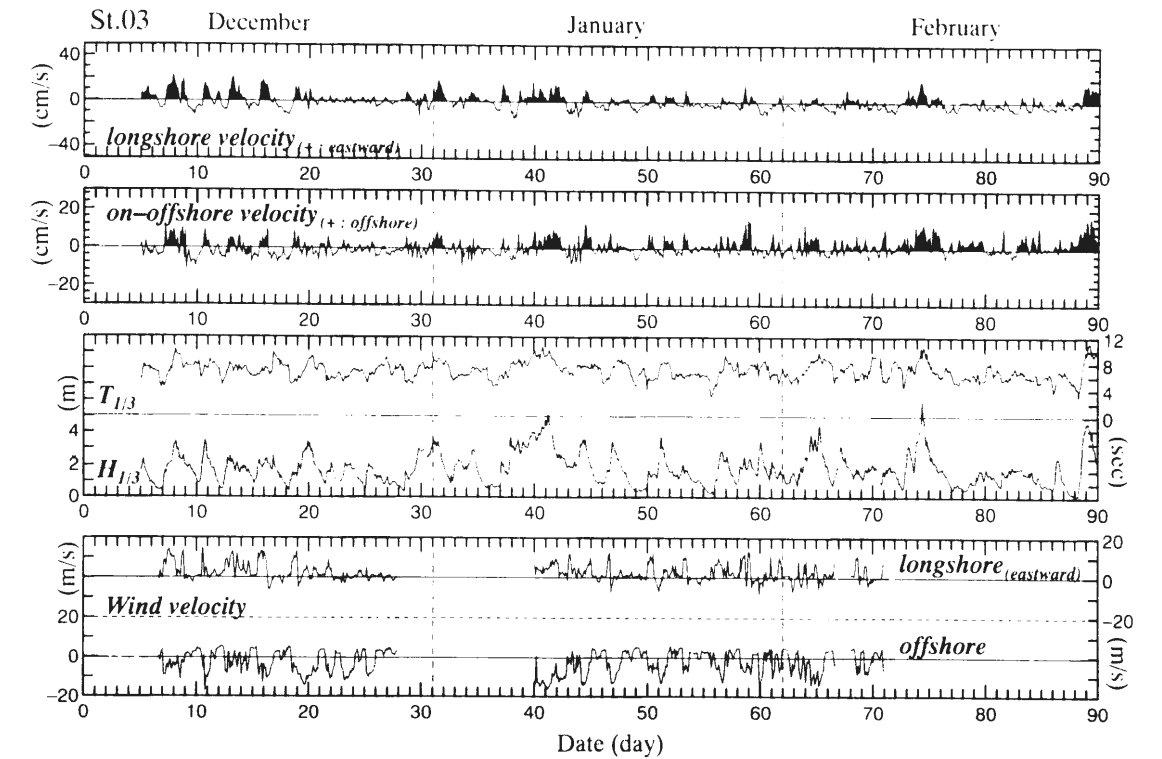
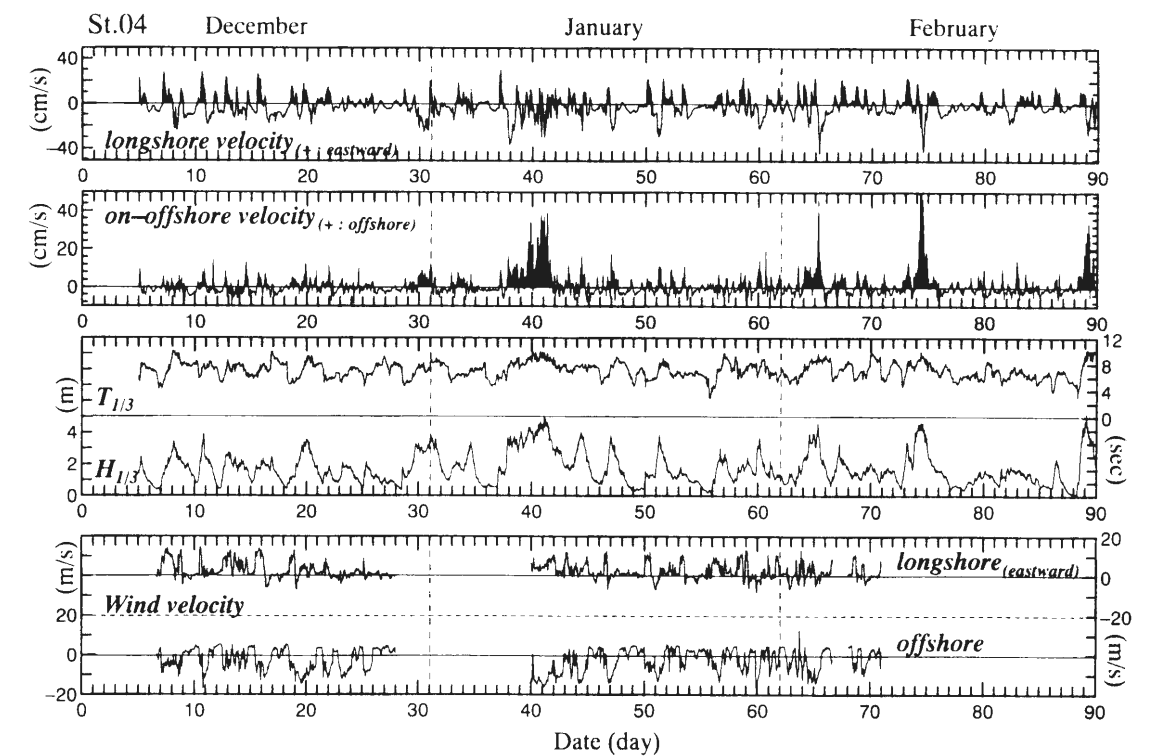
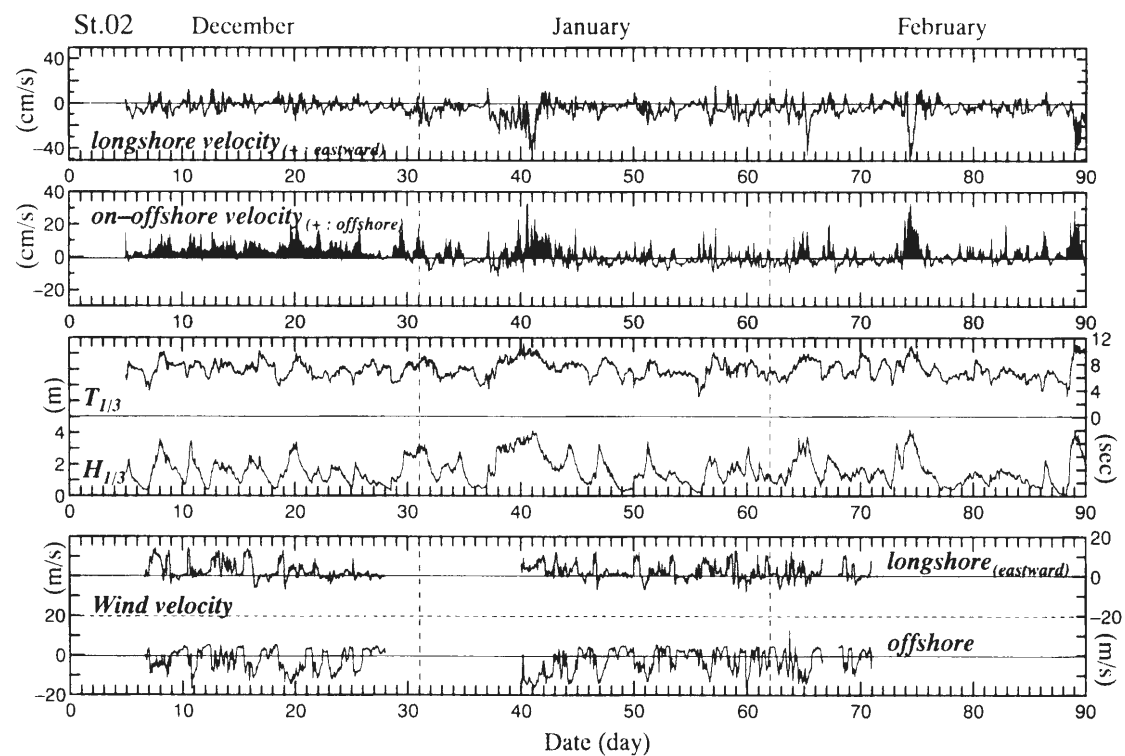


図-3.4(b) 観測結果（底層流速・波高，周期，風速）



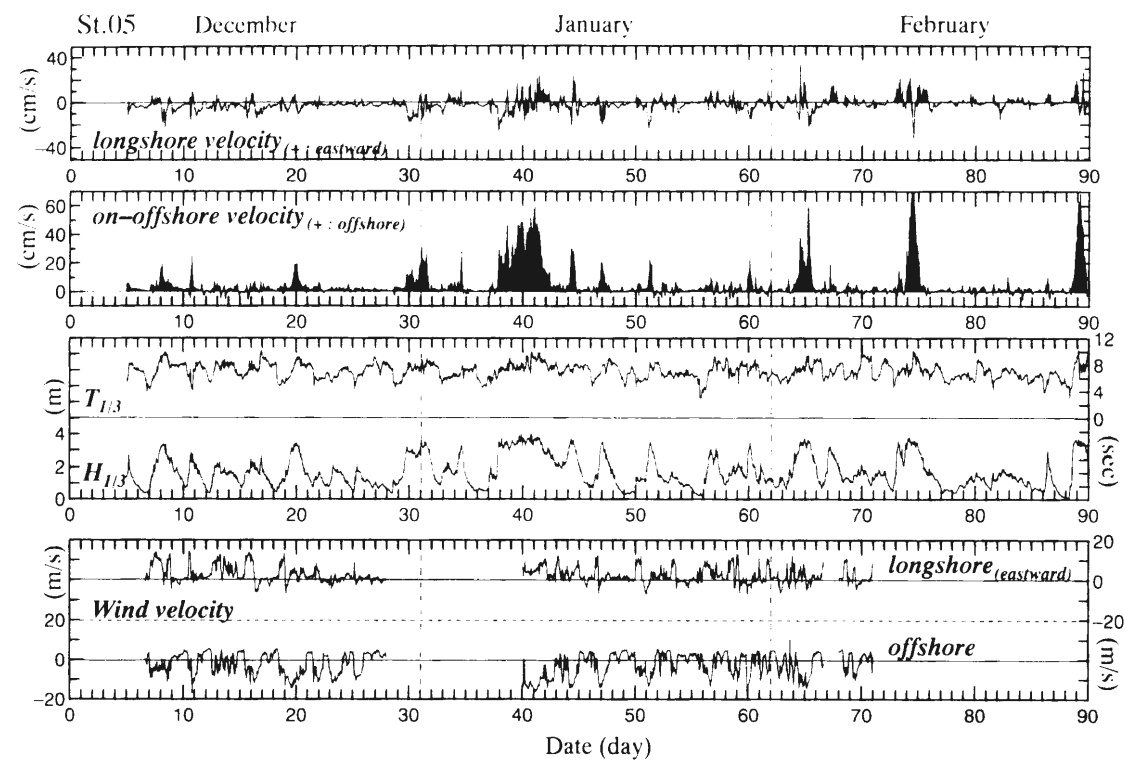


図-3.4(c) 観測結果（底層流速・波高、周期、風速）

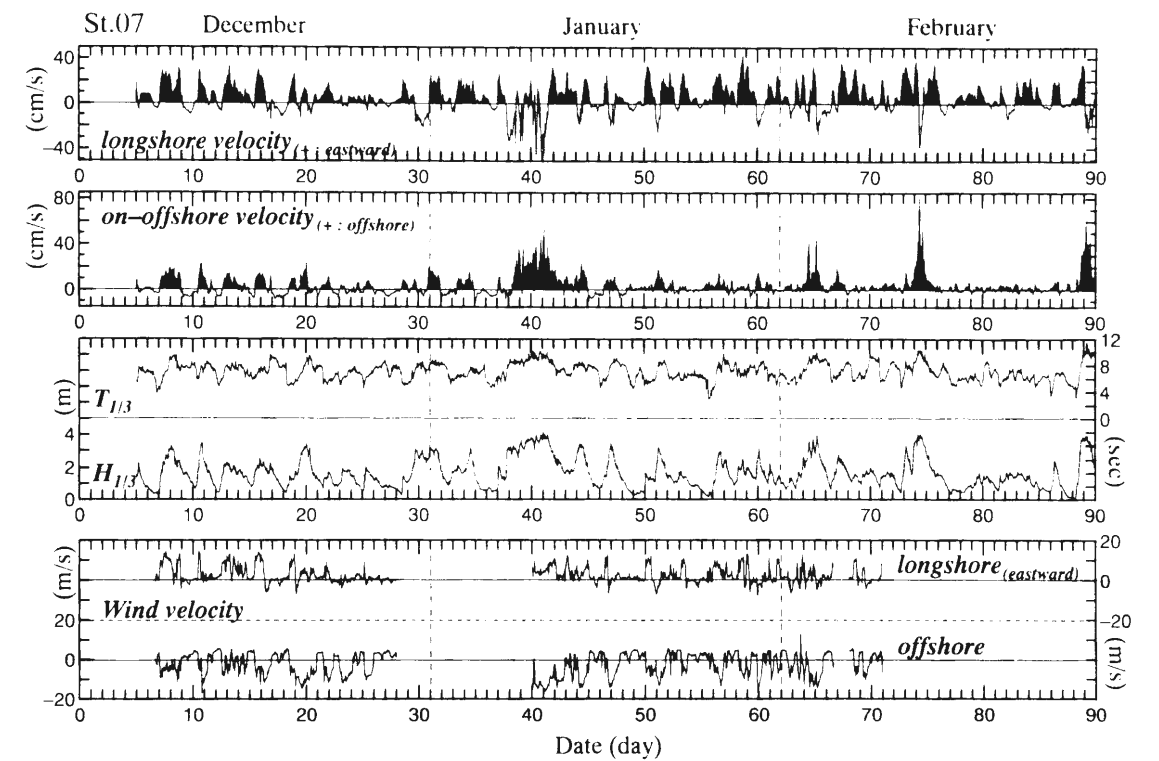


図-3.4(d) 観測結果（底層流速・波高、周期、風速）

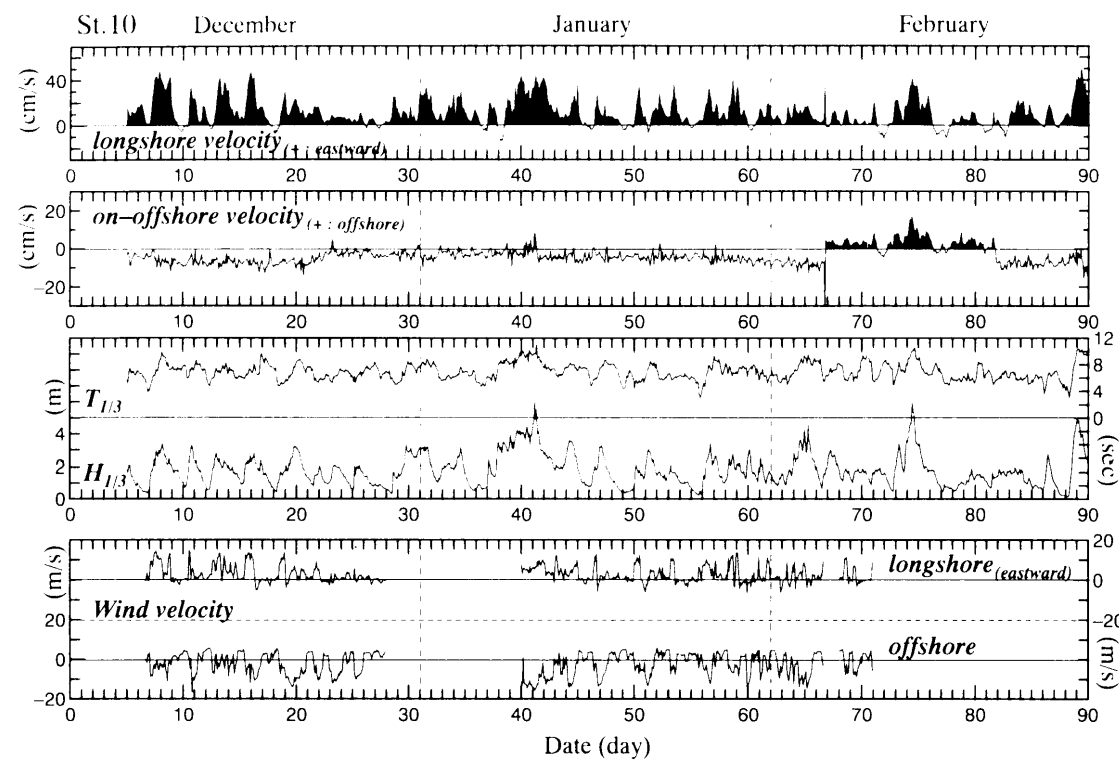


図-3.4(e) 観測結果 (底層流速・波高, 周期, 風速)

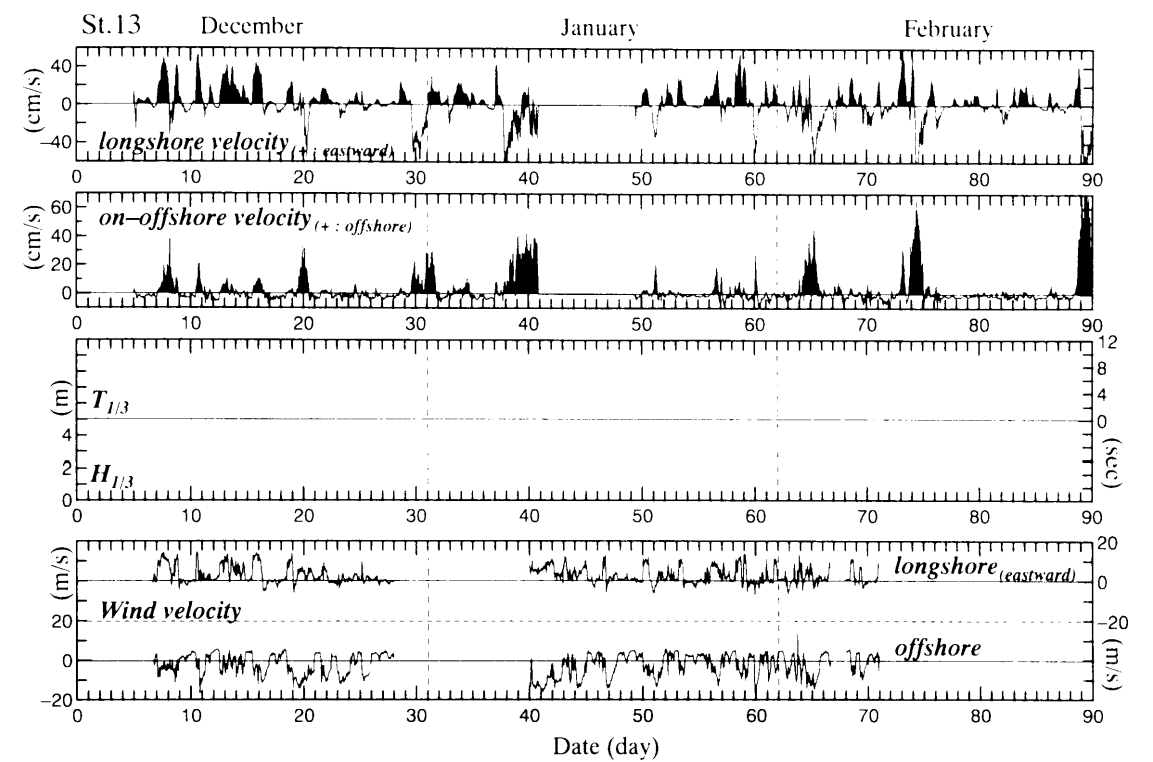


図-3.4(f) 観測結果 (底層流速・波高, 周期, 風速)

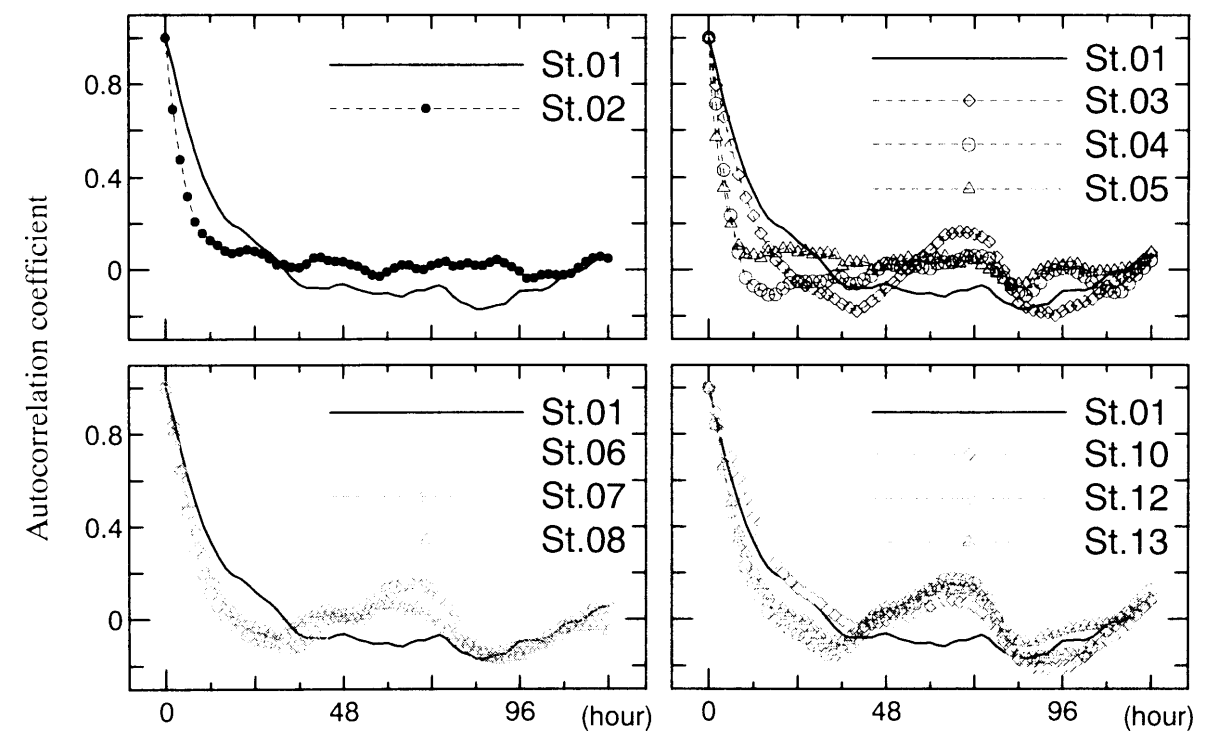
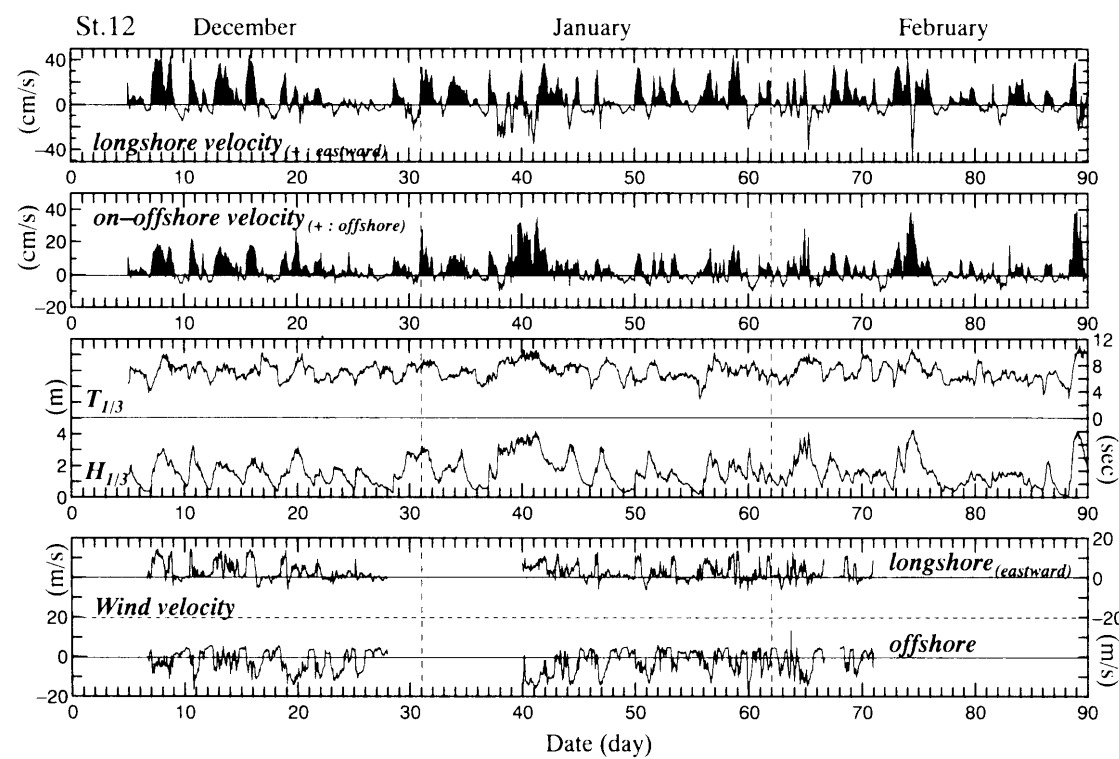


図-3.5 沿岸方向流速自己相関係数

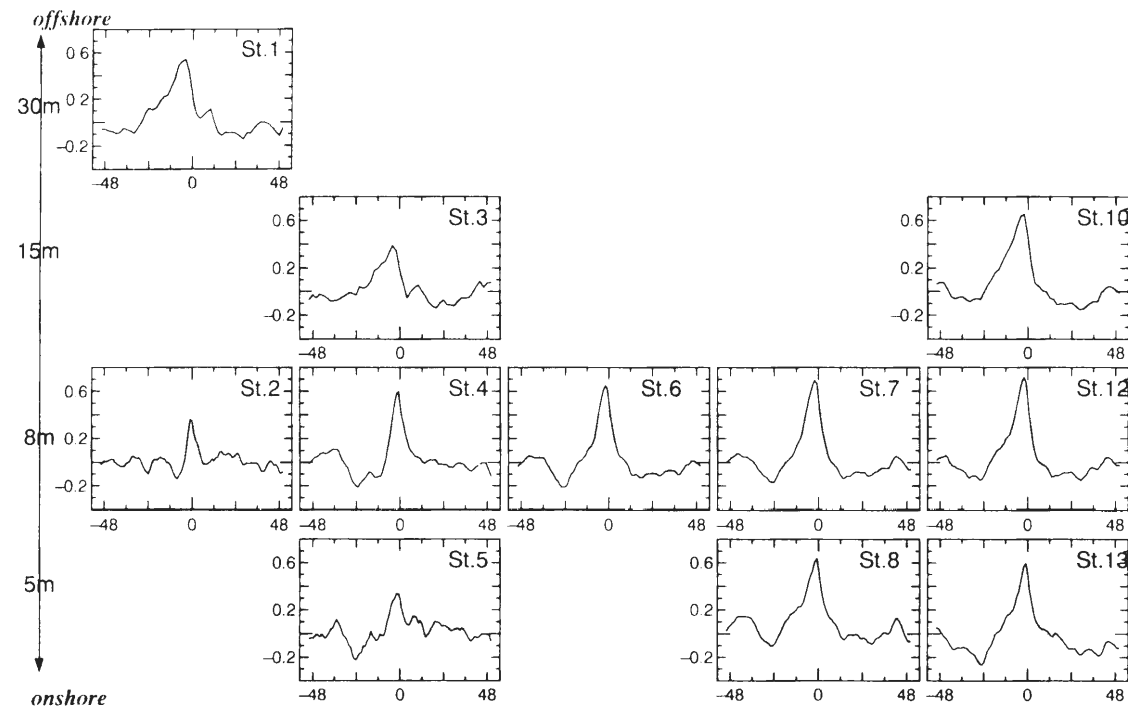


図-3.6 沿岸方向流速・風速相互相関係数

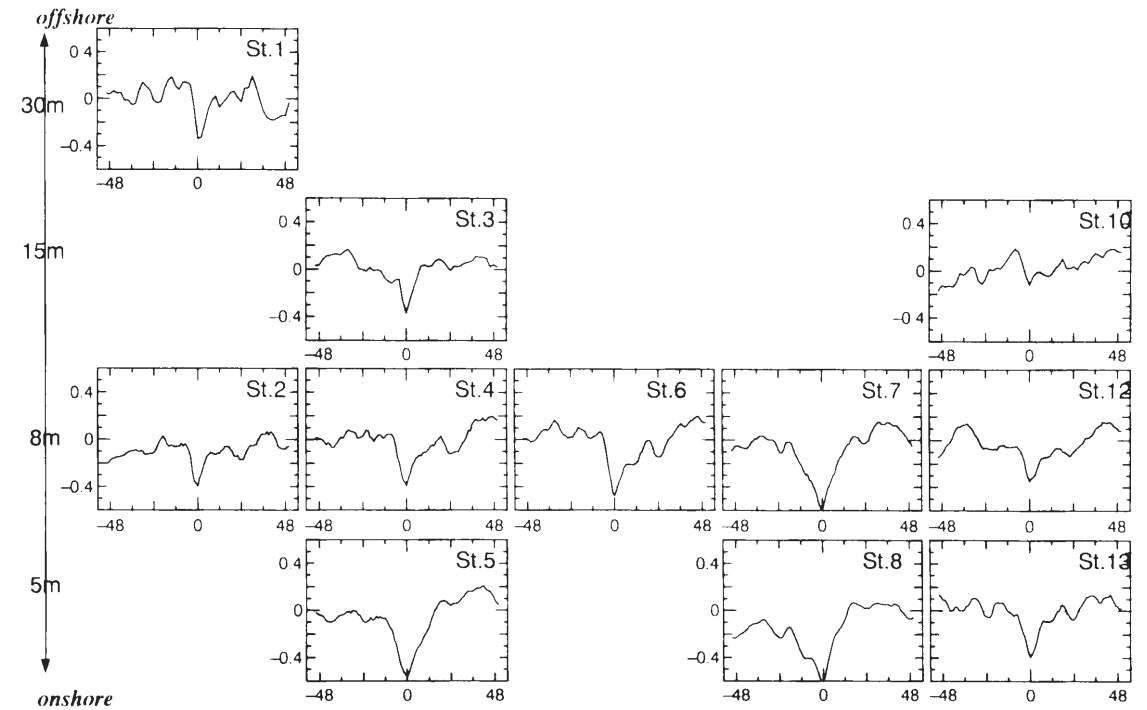


図-3.7(a) 岸沖方向流速・風速相互相関係数

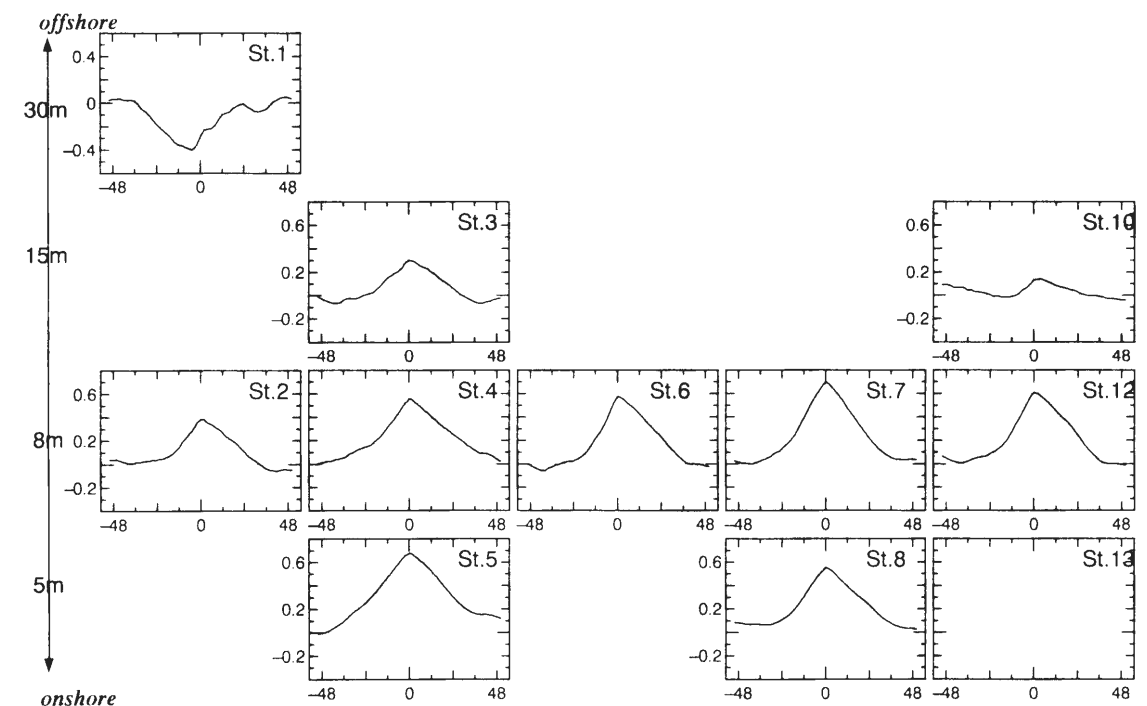


図-3.7(b) 岸沖方向流速・有義波高相互相関係数

ており⁷⁾、発生頻度の違いは計測地点が（波浪に起因する）離岸流の発生する場所か否かによって生じていると考えられる。すなわち、間欠的に発生する強い沖向き流れの発生要因には2種類あり、1つはいわゆる離岸流であり、他の1つは海域全体での岸沖方向の変動で、これは風による吹き寄せ効果で発生する岸沖方向の平均海面変動によって発生する底引き流れ（undertow）であると推定される。これまでの大潟波浪観測所の観測事実からは、St.08 は固定された離岸流が発生する位置で、St.08 の測線に沿って rip channel が形成されている。

水深 8m 地点の St.07, 12 で計測された強い沖向き流れは、風や波浪の変動に対応して常に強風・高波浪時に発生しているものではない。岸沖方向風速および有義波高と岸沖方向流速の相関を示したものが、図-3.7 である。強い沖向き流れが確認される水深 8m よりも岸側の測点では、有義波高と正の相関、岸沖方向風速と負の相関がともに大きい。すなわち、岸方向に強風が吹き、高波浪が来襲している時に、沖向きの流れが生じていることを示している。この2つの要因が、沖向き流れに大きく関与していることは確認できるが、強い沖向き流れが強風・高波浪条件下において常時発生するわけではないことから、単なる強風・高波浪の来襲のみが強い沖向き流れの発生原因ではないようである。

Yamashita et al.⁸⁾は現地観測結果から、強い沖向き流れの発生には2つのタイプがあること、その流れは風と碎波による海面勾配と海面でのせん断応力のアンバランスにより生じることを示している。本観測結果においても、水深 8m 地点の St.07, 12 において強い沖向き流れが観測された際には、西側からの強風および高波浪が来襲し、その後風向きの変化を伴っており、強い沖向き流れの発生には、強風・高波浪条件に加えて、Yamashita et al.の示すような発生機構が存在していると考えられる。

一方、沖側の2測点（水深 30m の St.01 および水深 15m の St.10）では、明確な沖向き流れは観測されず、岸沖方向流速は 10cm/s 前後に留まり、水深 10~15m の間に顕著な沖向き流速の発生する限界があることがわかる。この事実は、海岸侵食機構、特に沖向き漂砂の発生機構を考える上で極めて重要な観測結果である。水深 15m 以深では吹送流による沿岸方向の流れ（海岸流）が卓越するという観測事実を合わせて考えると、沖方向漂砂で水深 15m 以深に流出した海岸底質は、吹送流に起因する海岸流で沿岸漂砂として運ばれるという、海岸底質流失コンベヤが形成されている可能性の高いことがわかる。

(3)強い沖向き流れと波浪・風速の関係

上述のように、岸沖方向流速は岸沖方向風速と有義波高との相関が強い。ここでは、観測期間中に見られた強い沖向き流れの発生と、波浪・風速との関係について考察を加える。なお、使用するデータは、

St.07 での計測結果である。St.07 は、大潟波浪観測所の観測棧橋のすぐ沖側に位置しており（図-3.3 参照）、風速の観測地点に最も近い計測地点である。

大潟波浪観測所において海上風の観測が行われた期間のうち、強い沖向き流れの発生が確認できるのは、1999 年 1/10～2/5 にかけてであり、その期間における流速、風速、波浪の時系列を図-3.8 に示す。この期間中の最初と最後に 40cm/s を越える強い沖向き流れの発生が見られ、その時には 4m 近くに達する有義波高を持つ波と 10m/s 以上の風速が計測されている。また、有義波高 3m 以上、風速 10m/s 以上となる時期は他に 5 回あり、その時には 20cm/s 程度のやや強い沖向き流れが観測されている。以下では、期間最初と最後の強い沖向き流れと、期間中 5 回のやや強い沖向き流れの発生時を対象に、波浪と風速との関係を調べる。

強い沖向き流れの発生時には、高い有義波高と岸向き風速が同時に観測されるため、データの整理には有義波高を水深で、岸向き風速を全風速でそれぞれ無次元化した値を掛け合わせたものを用いることにする。岸沖方向流速値については、それぞれの時期において明確なピーク値となっている時期を対象として、観測期間最初と最後の時期においては、岸沖方向流速 30cm/s 以上の結果を、やや弱い沖向き流れについてはピーク時の流速値を使用する。これらの流速値と無次元化された有義波高と風速の積との関係は、図-3.9 に示すようになる。図中にはデータから求められた回帰曲線も示されており、強風・高波浪時に発生する沖向き流れは、無次元化された有義波高と岸方向風速の積の 3.35 乗に比例する結果となっている。

岸沖方向の流動は、波浪・海上風の外力の作用が、海岸という固定境界が存在する中で発生するものであり、単に外力の大きさのみで流れの特性が規定されるものではない。しかしながら、沖向き漂砂を通して海岸地形の改変に大きく影響する沖向き流れに対して、高波浪と強風の同時生起が強い関連を持つことが認められることから、両者に起因する岸近くでの平均海面の上昇（セットアップ）が、その後に発生する沖向き流速の大きさに強く関与していると思われる。また、沖向き流れの発生に関しては、先に示した発生時前後における外力の変化が関連しており、ほとんどの場合において、風向・風速や波向、もしくは沿岸方向流速の変化の直後に強い沖向き流れが発生している。沖向き流れの発生トリガと考えられるこれらの変化量には、今回の観測の範囲内では定まった傾向は確認できず、発生トリガの特定はできなかったが、発生メカニズムは、Yamashita et al の「海面勾配と風または波浪による海面せん断応力のアンバランス」であると考えられる。

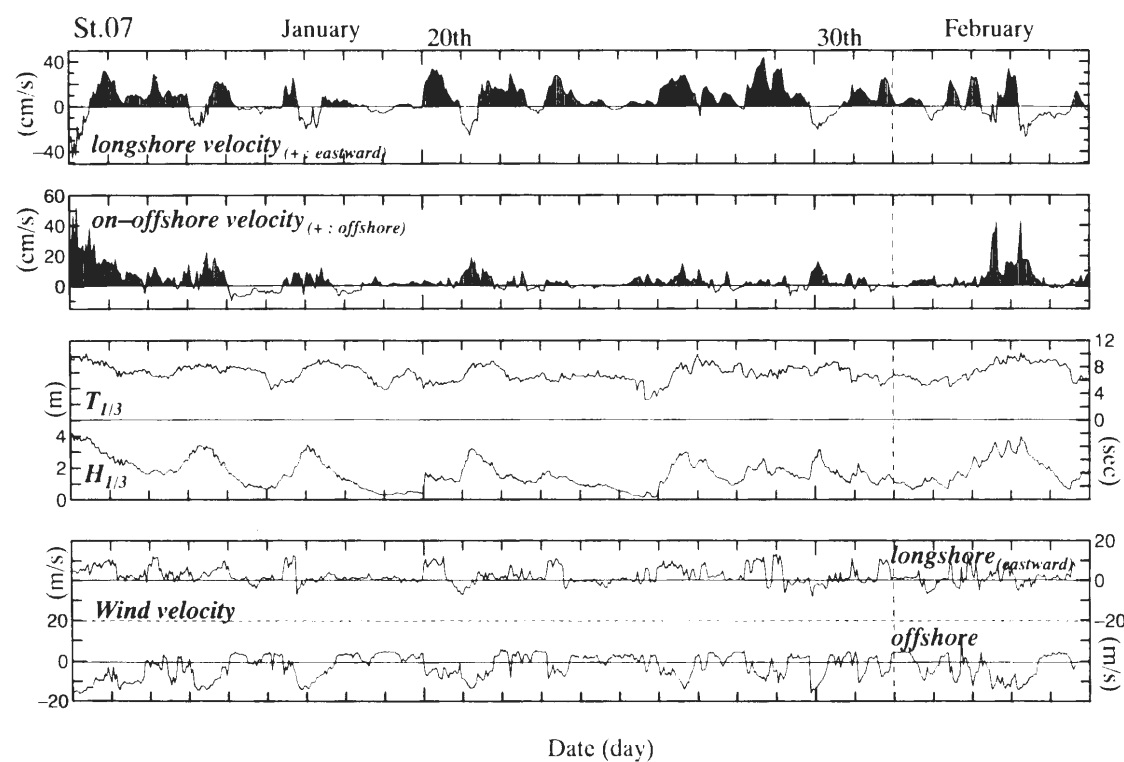


図-3.8 流速・波高、周期・風速時系列（St.07 1/10～2/5）

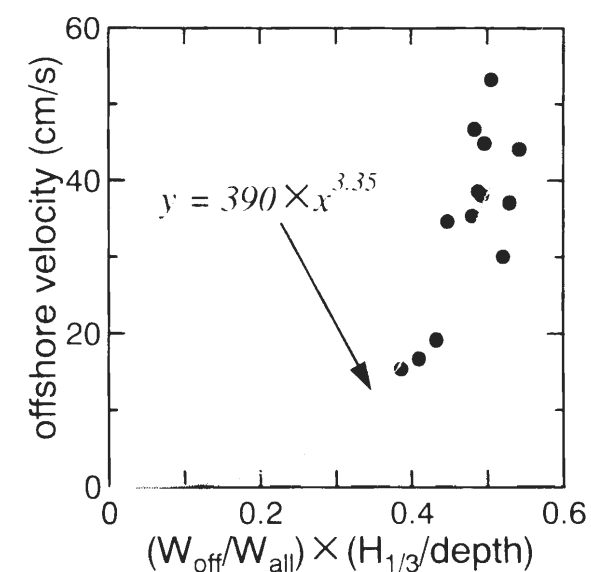


図-3.9 沖向き流速ピーク値と風速・有義波高との関係

また、沖向き流れの発生機構については、従来離岸流を含む循環流の形成の観点から研究が進められている。これらの解析では、沖から岸へ向かう入射波高が岸沿いに一様ではなく、周期的に変化していることを前提としている。しかしながら、周期的変化の発生理由については不明な部分が多く、砕波帯相似パラメータの大小による 3 種類の仮説 (Bowen-Inman のエッジ波説¹⁵⁾、日野による線形不安定説¹⁶⁾、佐々木による長周期重力波説⁴⁾) が提案されている。循環流の形成機構は、強制外因説と自励内因説の 2 つに大別されている。前者は、外部領域との関係で波高分布が沿岸方向に一様ではなく、その結果砕波帯内外での平均水面の高低差から循環が発生するとの考え方であり、上述のエッジ波説、長周期重力波説が含まれる。後者は、流体力学的不安定によるものであり、入射波と平均流の相互作用によるじょう乱の発達、海底変化との相互作用などが挙げられている。

これに関連して、砕波帯内で、沿岸方向流速がある周期を持って振動している現象が、現地での観測結果より指摘されている^{17),18),19)}。従来の観測では、周波数 0.05Hz より小さい振動成分が観測され、それらはエッジ波等の表面重力波であることが明らかになっている。最近の観測では、infra-gravity wave の低周期側 (0.001～0.01Hz) の範囲に属する進行波が確認されており、この流速変動に現れる波動成分は重力波によるものではなく、shear wave に起因する波動成分として定義され、30cm/s 以上の強い沿岸方向流速が存在する時、この波動成分が観測されることが指摘されている。

先に示した観測結果においても、強い沖向き流れが発生するのは、強風・高波浪時であって、その際に砕波帯よりも沖側では、沿岸方向東向きに卓越した流れが発生していることは既に述べた。そこで、強風・高波浪時の砕波帯内の沿岸方向流について、その卓越周波数を調べることで、沖向き流れの発生と shear wave との関連について検討した。

用いたデータは大潟波浪観測所において計測された沿岸方向流速 (ADCP による計測、10 分間隔、鉛直平均値) であり、沿岸方向に流動が発達し、なおかつ沿岸方向風速が 10m/s を越える条件下のデータ (図-3.10 上図の丸印) を対象とした。1/10 前後は十分に発達した沿岸方向の流動が観察されており、残り 2 つのデータは継続時間、規模の面で弱い沿岸方向の流れではあるが、それぞれ沖向き流れの発生が確認されている。比較対照のために、沿岸方向流速が弱い時期 (図-3.10 上図の下線部) に関する結果もあわせて、図-3.10 下図に解析結果を示す。明らかに、沿岸方向流速の発達度合により大きく結果が異なり、沿岸方向の流動が発達する際には、卓越周波数を有することがわかる。このうち、沿岸方向の流動が十分に発達している 1/10 の結果においては、約 2800s の卓越周期が確認できる。しかし、この周期は上に示した周期よりもかなり長いものであり、shear wave との関連を意味するものではない。

今回の観測で見られた沖向きの流れは、かなり強い流速が数時間継続するもので、観測領域全域 (港湾の影響域を除く) でほぼ同時に発生しており、発生位置が上に示した卓越周期で沿岸方向に移動する

現象も確認されない。従って、荒天時に観測される全ての沖向き流れの発生要因が、いわゆる離岸流の発生要因で説明できるものではなく、強風と高波浪が共存する状況下において、波浪による undertow が風の影響により強調されたことによる現象であると考えることができる。なお、この沖向き流れは、波、風単独の条件下では発生せず、波と風の両者が必要であることが数値解析により示されており(加藤¹³⁾)、ピーク流速が波高と風速に関係するという先の結果とあわせて、荒天時に発生する沖向き流れに対する波浪と強風の関与を示している。

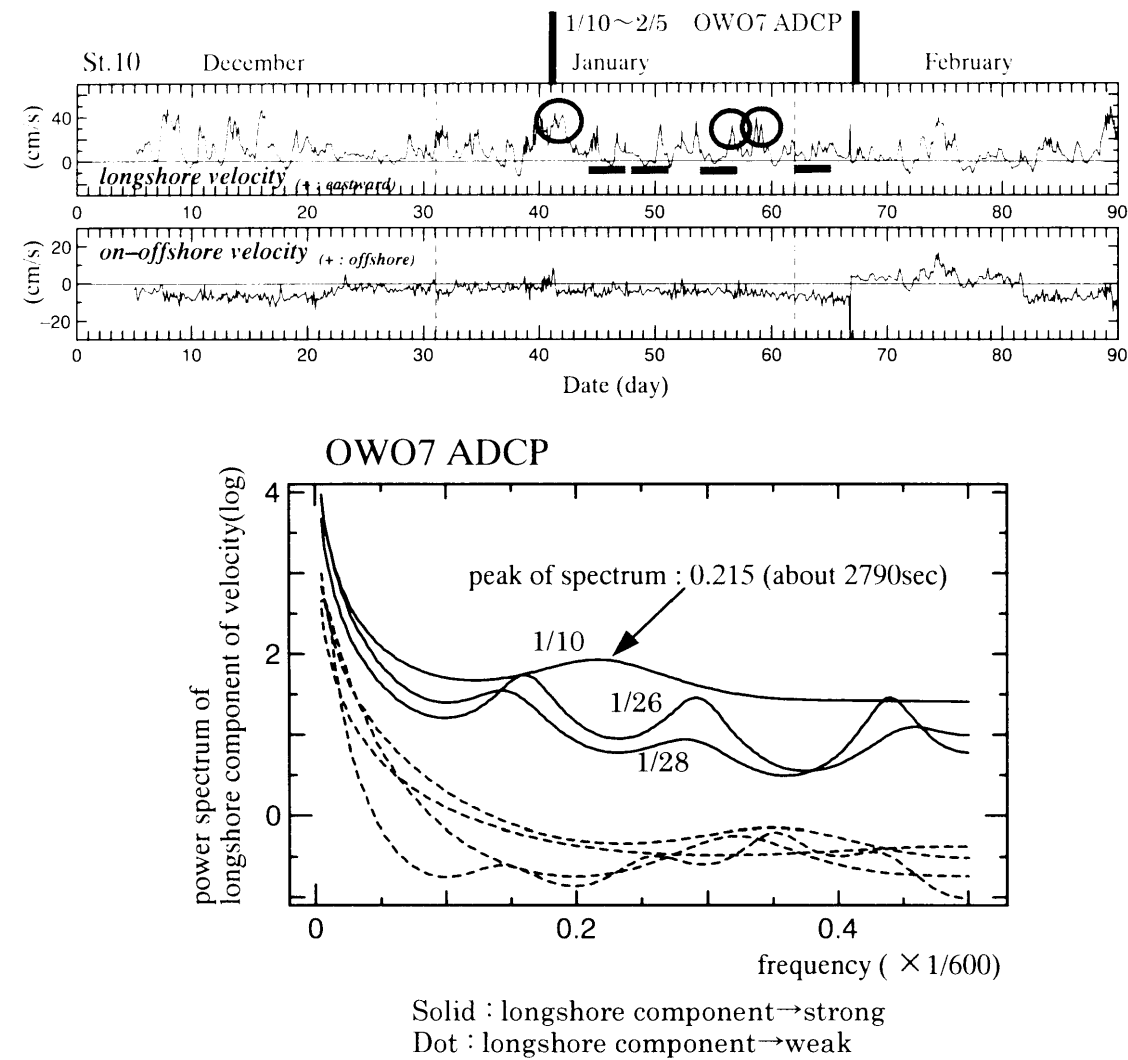
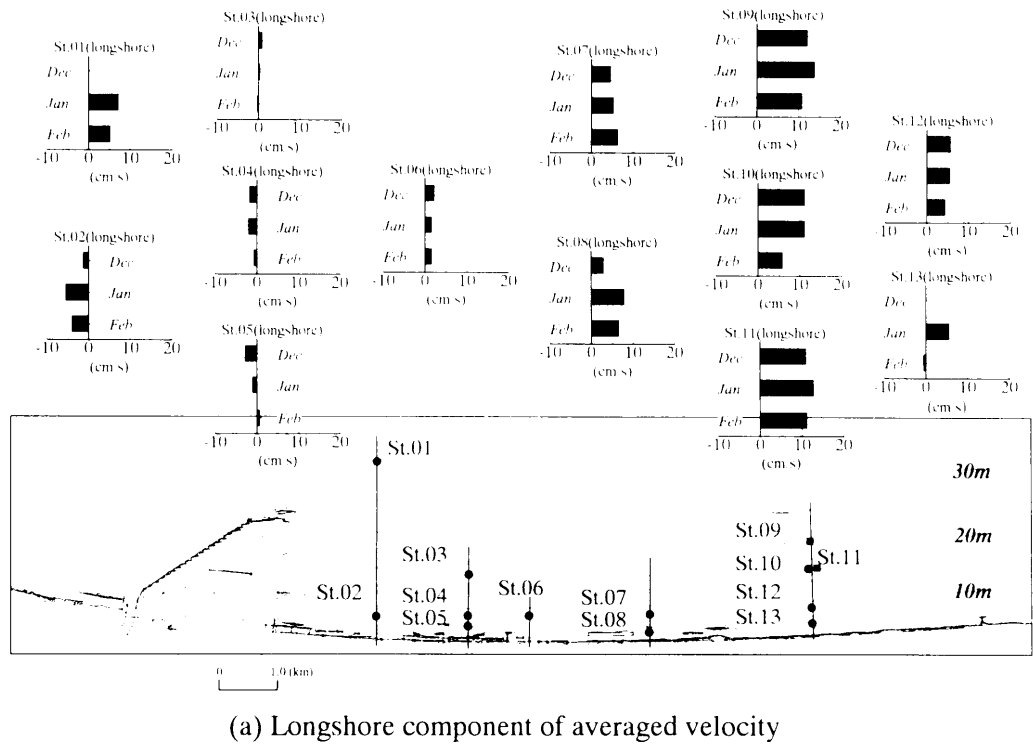


図-3.10 沿岸方向流速卓越周波数

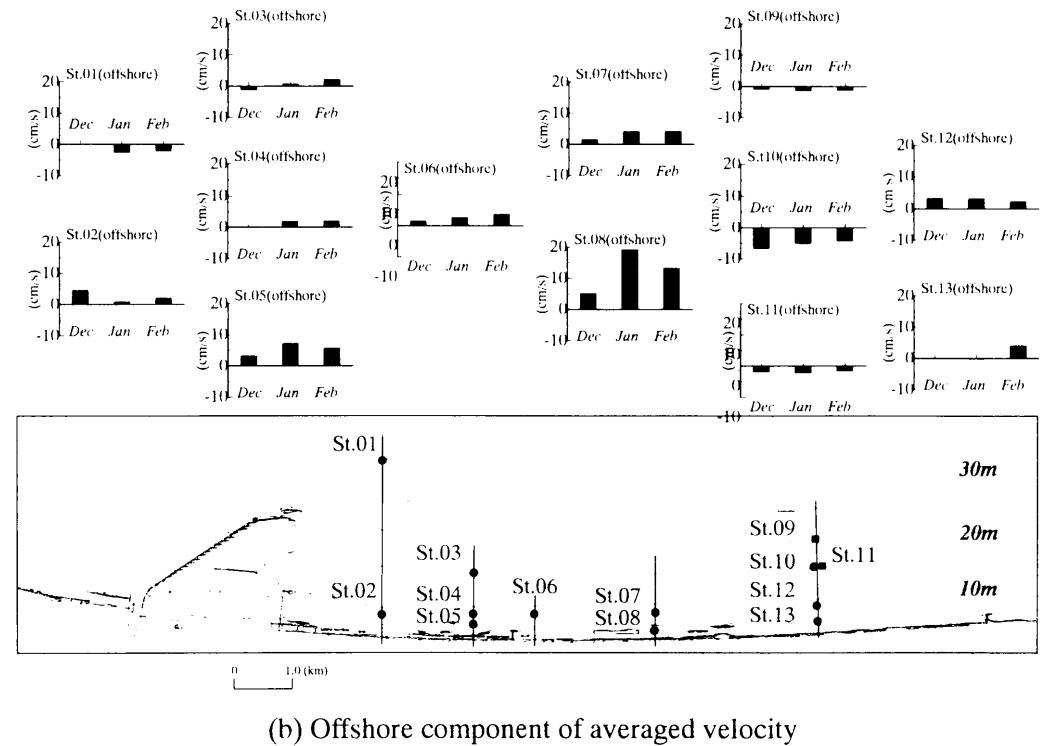
(4)平均流速場

個別の計測点での観測結果より、沿岸方向、岸沖方向の流動が強風・波浪の影響を受けた流動特性を持つことがわかったが、次に観測期間を通じた観測領域全体の流況について考察する。図-3.11 は、観測期間中の沿岸方向・岸沖方向流速を、各月別に平均した結果を示したものである。

沿岸方向流速については、先に述べたようにほとんどの測点において、沿岸方向東向きの流れが観測期間を通じて卓越していることがわかる。しかしながら、直江津港に近い測点 (St.02, 03, 04, 05) においては、卓越方向が明確でなく、St.02 においては沿岸方向西向きが卓越する結果となっている。これは先にも述べたように、季節風により発生した沖側を東進する流れが港湾構造物の影響を受けた結果、直江津港東側において海岸流のはく離域と波浪の回折領域を形成することが原因と考えられる。その影響は、St.03～05 の測線付近までは沿岸方向流速値の減少が明確に確認できる。先の沿岸方向流速の自己



(a) Longshore component of averaged velocity



(b) Offshore component of averaged velocity

図-3.11 月別平均流速値

相関において、St.05における流速変動にはさほどの影響は見られなかったが、流速値自体には大きな影響を受けていることがわかり、St.05は沖側で卓越する東向きの流れとの境界部に位置すると推測される。また、St.06の測線において、流速の卓越方向は東向きであるが、流速値自体が小さいことから、海岸流のはく離域外縁の影響が及んでいると考えられる。

一方、岸沖方向流速については、水深8m以浅の測点では沖向きが卓越し、特にSt.08では平均流速で20cm/sにも達する流速となっている。これら岸に近い測点では、先に示したように強風・高波浪時における強い沖向き流れの発生による影響が、平均的な場においても卓越するほど大きいことがわかる。

逆に沖側の測点では、流速は微小ながら平均流向が岸向きとなる測点が認められるが、この流れの発生機構は明らかではない。図-3.12にSt.01における流向の時系列を示すが、測点付近の海岸線は北より反時計回りに約50度の傾きを持ち、流向はその海岸線方向よりも少し大きな値が数多く出現する結果（平均値：約90度、中央値：約83度、最頻値：約76度：いずれも北より時計回りの角度）となっていることがわかる。従って、流動場は基本的に岸向き成分を持つ結果となり、その影響が弱いながらも岸向き流れが卓越する要因の一つと考えられる。いずれにしても、岸側、沖側において、岸沖方向流速の卓越方向が異なることから、漂砂の移動傾向が偏る可能性を示す結果となっている。

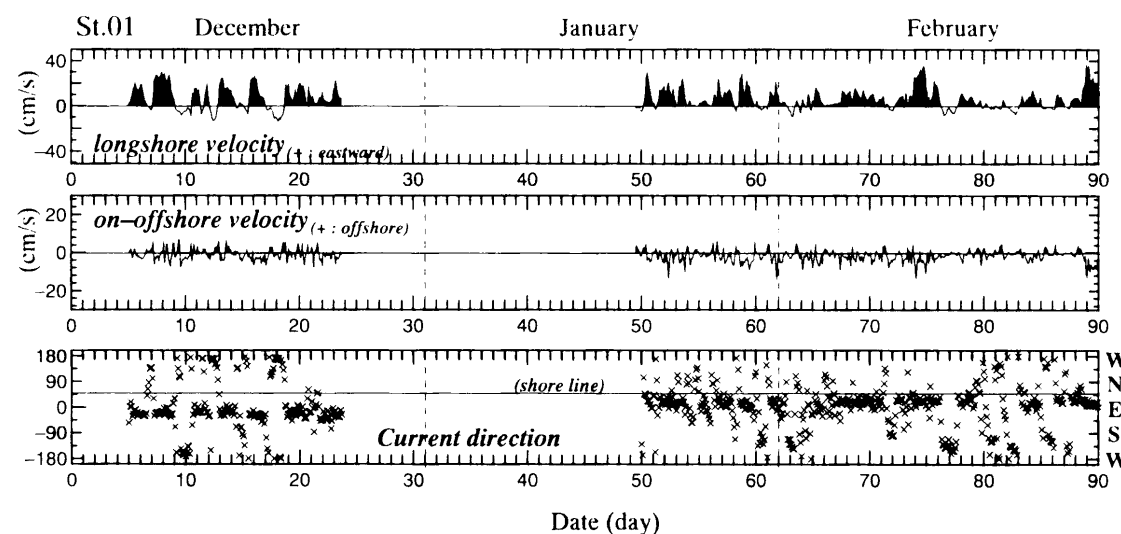


図-3.12 St.01 底層における流向

3.2.3 広域海浜流の鉛直分布特性

(1)計測結果

ここでは、前項で示した現地観測と同時期に行われた、ADCPを用いた流速の鉛直分布に関する観測結果を示す。ADCPの設置位置は図-3.2のSt.09およびSt.11（St.10の直近）の2地点と、大潟波浪観測所の観測栈橋沿いの2地点（図-3.3：OWO7、OWO5）で、これら2測線は東西に離れている。

図-3.13に、各計測点における計測結果、および有義波高・有義波周期（St.09を除く）、大潟波浪観測所の観測栈橋上で計測された風速の時系列を示す。有義波高・有義波周期については、OWO7、OWO5については栈橋既設の超音波波高計による計測結果より算出し、St.11については直近のSt.10底層における波浪流速計の計測結果を用いた。

流速値は、St.09、St.11については鉛直方向に2m間隔、OWO7、OWO5については1m間隔で示している。ADCPの特性から、海底面付近および海面付近のデータは省かれている。図に示されている結果からは、沿岸方向、岸沖方向ともに水深方向にほぼ一様な流速の変化をしていることがわかる。

沖側に位置するSt.09、St.11において、沿岸方向流速は沿岸方向の風速の変動との対応がよく、先に示した底層流速と同様の傾向を示している。岸沖方向流速は海底面近くである程度の大きさを持つだけで、全体的には流速は小さく、目立った特徴を持たないが、St.11において、1/10頃の荒天時にのみ全体的な沖向きの流れが確認できる。

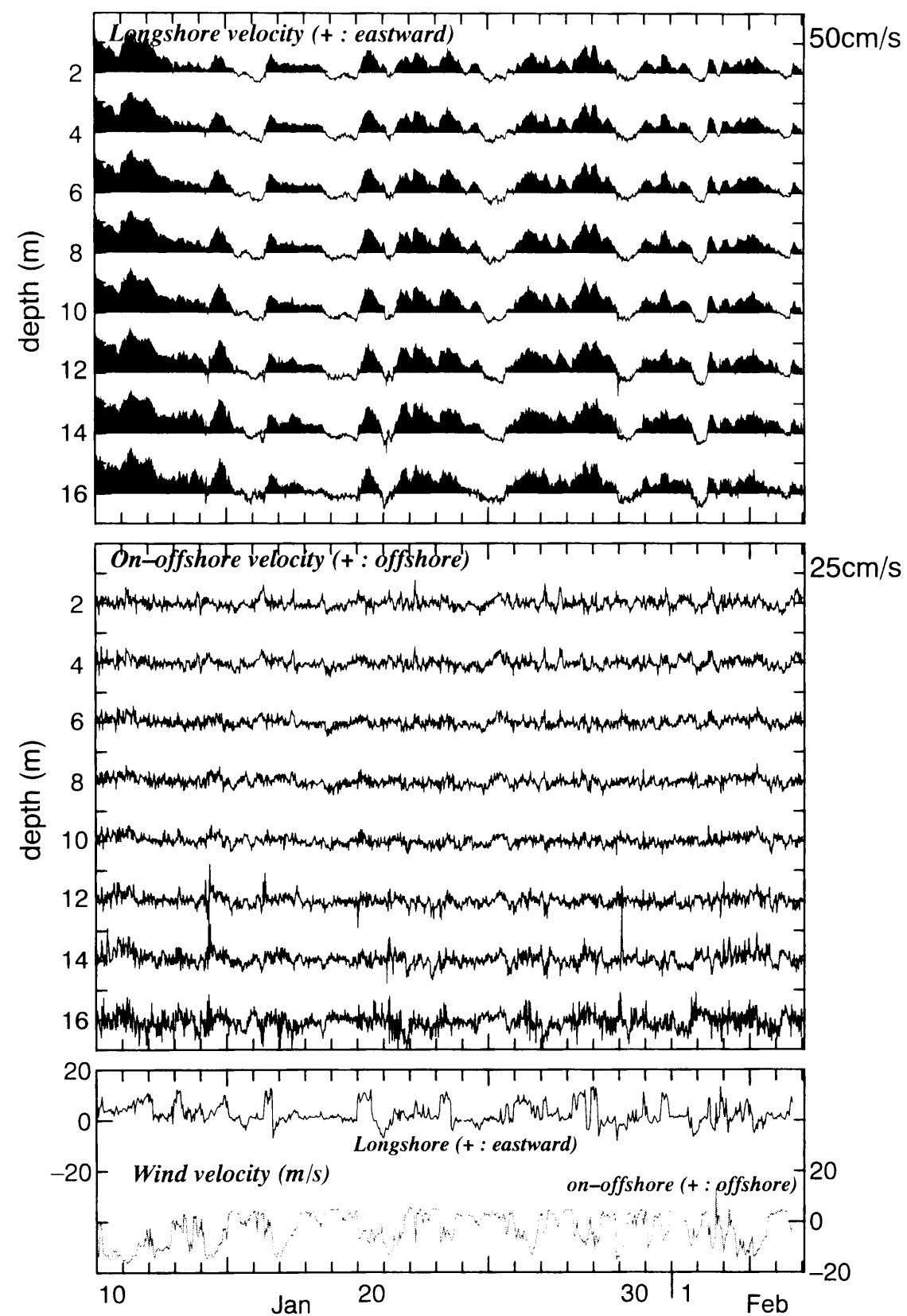


図-3.13(a) ADCPによる計測結果（St.09 水深20m）

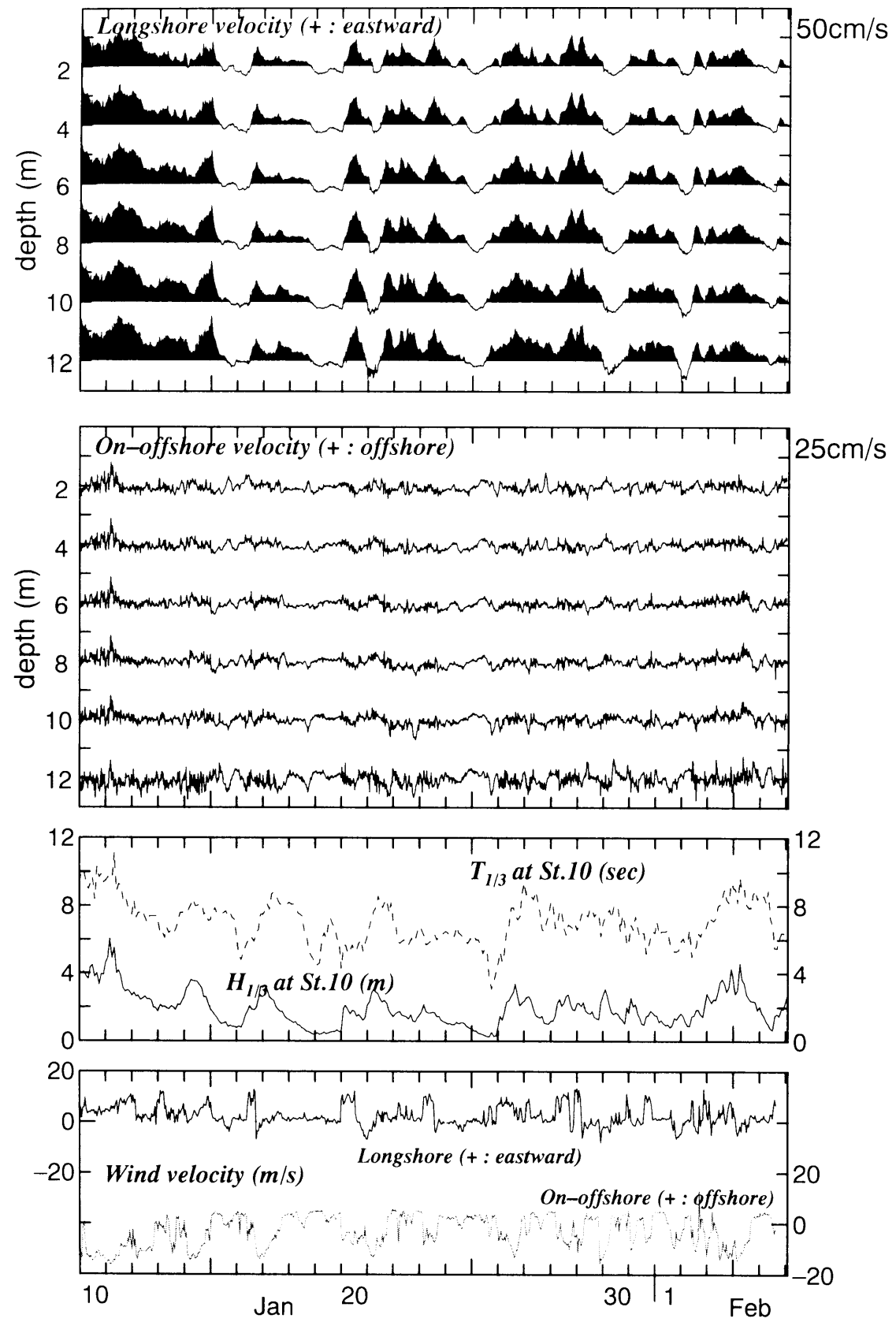


図-3.13(b) ADCP による計測結果 (St.11 水深 15m)

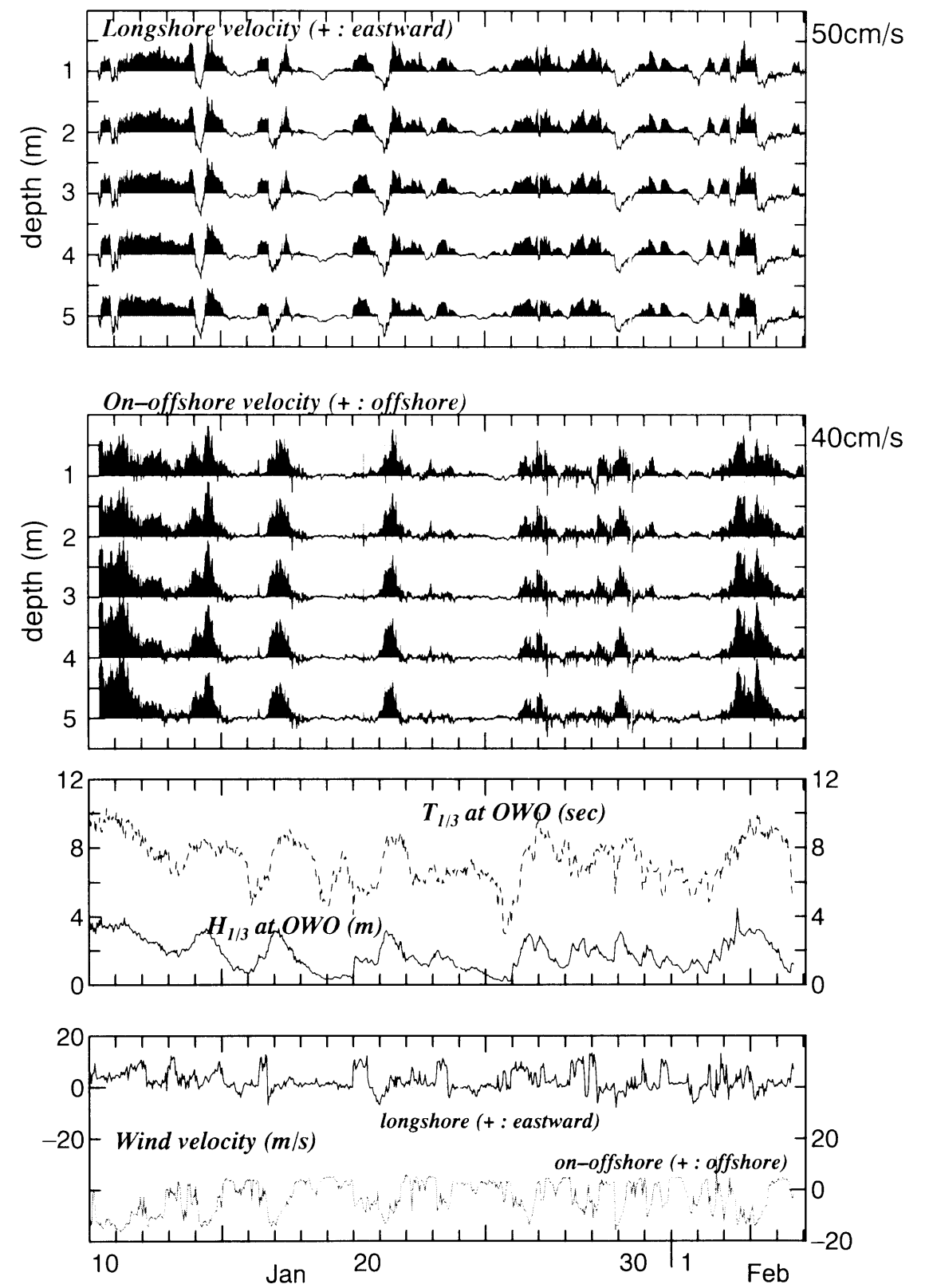


図-3.13(c) ADCP による計測結果 (OWO7 水深 7m)

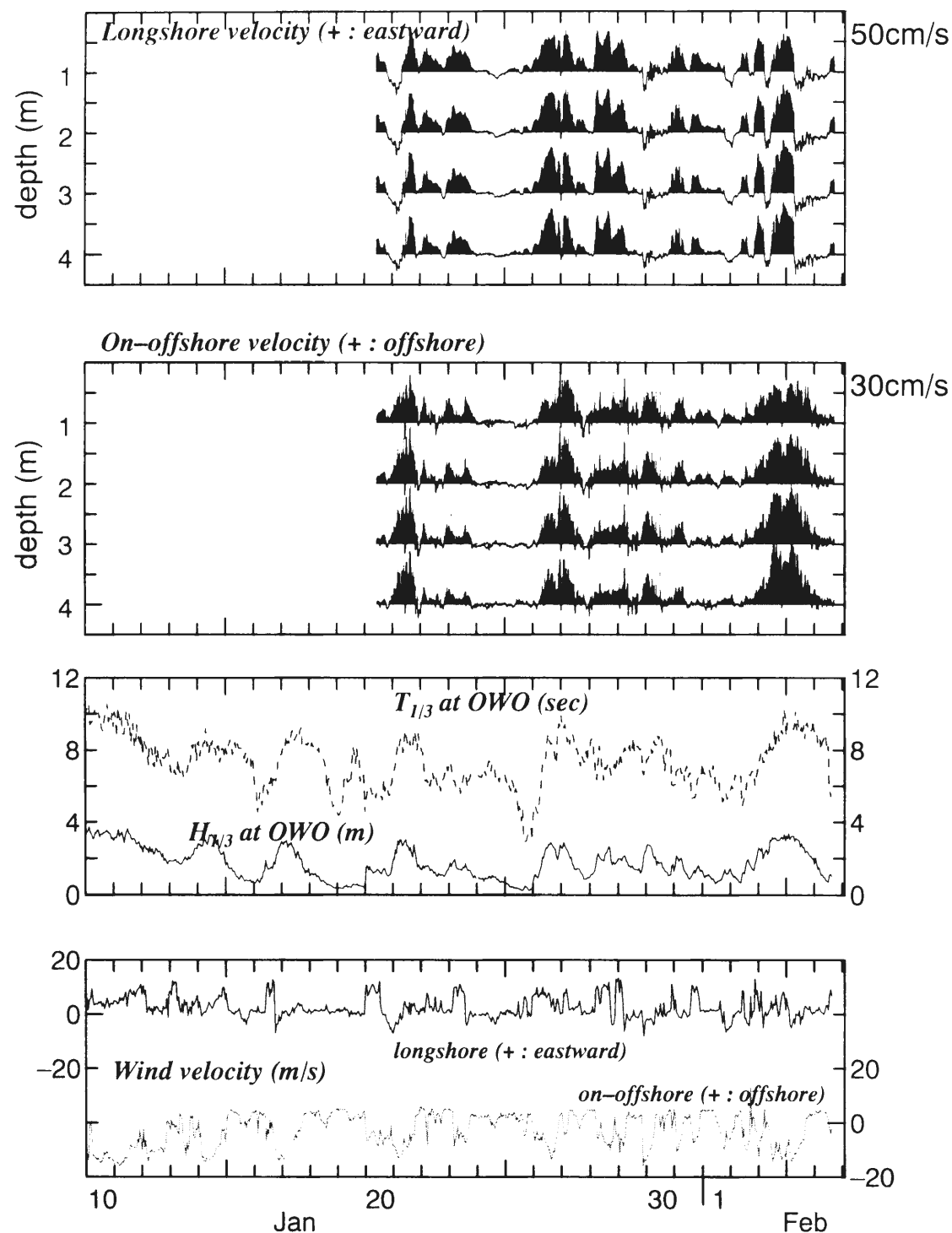


図-3.13(d) ADCP による計測結果 (OWO5 水深 5m)

一方、岸側の 2 地点 (OWO7, OWO5) においては、まず岸沖方向流速が大きいことが目立つ。強風・高波浪の来襲時には、20cm/s にも達する沖向き流れが発生しており、水深方向にほとんど変化がない。沿岸方向流速は沿岸方向流速とよい対応を示すが、強い沖向き流れの発生時に見られる西向きの沿岸方向流速（負方向）が、沖側の 2 地点よりも明確に認められる。この流れに関しては、水深の浅い岸側の地点でより明瞭に確認できることから、大潟海岸においても高波浪時には波浪に起因する比較的強い沿岸流が発生していることがわかる。

図-3.14 に、各計測地点での断面平均流速の時系列を、風速と ADCP 計測点よりも沖側に位置する St.01 における有義波高・有義波周期とともに示す。沿岸方向流速は、沖から岸にかけての 4 地点で、ほぼ同じように変動しているが、荒天時の流速については岸側の 2 地点の方がかなり大きくなる。また、荒天時に発生する西向きの流れについては、岸側の 2 地点では毎回の強風・高波浪時に明確に見られるが、沖側の 2 地点では、弱いながら西向きの流れとなるか、東向きの流れの減衰にとどまり、沿岸方向流速の特性が岸沖方向と異なることがわかる。岸沖方向流速については、岸側と沖側で全くその特性が異なり、岸側では荒天時に突発的に強い沖向き流れが形成される現象が見られるが、沖側の計測点では観測期間を通じて強い沖向き流れの発生は観測されていない。

図-3.15 は、底層流速と同様に ADCP の断面平均流速の各月別平均値を示したものである。沿岸方向流速は、岸沖方向に配置された 4 地点でのいずれの計測結果においても、東向きが卓越する結果となっており、底層流速における結果と同じ傾向を示す。岸沖方向流速については、沖側と岸側で流速の卓越方向が全く異なっている。岸側では、平均で 10cm/s にもなる沖向きの流速となるのに対し、沖側では微弱な岸向き流速となる。この卓越方向および流速値の違いから、大潟海岸では、水深 7～8m から 15m までの間に、岸沖方向の流動特性の転換点があることが確認される。

(2) 流速の自己相関および海上風・波浪との相互相関

各計測地点での断面平均流速の自己相関係数と、流速と風速・有義波高・有義波周期との相互相関係数を示したものが、図-3.16 である。

断面平均流速の沿岸方向成分の自己相関係数については、沖側 2 地点の結果と岸側 2 地点の結果が異なる特性を示している。沖側 2 地点の結果については、明確な流速変動の周期性は見られないが、岸側の 2 地点については、2 日ないしは 3 日程度の周期性が認められる。これは、先の底層流速の沿岸方向成分と同様に、低気圧の通過や冬型気圧配置などの気象現象の周期に対応するものと考えられる。岸沖方向成分の自己相関係数についても、沖側と岸側の計測点で異なる結果となっている。沖側の結果は、先と同様に明確な周期性は持たない。一方、岸側の結果は水深 7m の観測点、OWO7 においてのみ 3 日程度の周期性が確認でき、気象変動との関連が推測されるが、水深 5m の観測点、OWO5 では卓越周期は確認できない。OWO7 と OWO5 の岸側 2 地点の特性が違うことは、砕波特性に依存すると考えられる。すなわち、OWO7 は砕波水深の付近で、高波浪時には砕波するが、波高が小さくなると砕波帯の外になる観測点である。従って、波浪特性に強く依存する沖向きの流れ (undertow) の強さが変化することになる。これにより、岸側 2 地点の沖向き流速特性が相違していると考察される。

流速と風速・有義波高・有義波周期との相互相関については、基本的に底層流速における結果と同様の傾向を示している。すなわち、流速の沿岸方向成分は、沿岸方向の風速と非常に高い正の相関を持ち、流速の岸沖方向成分は、岸沖方向風速とは負の相関、有義波高とは正の相関を持つ。また、岸側 2 地点の岸沖方向の流速は、有義波周期とも正の相関を示す。

流速と風速で高い相関を示す組み合わせについては、計測点間における相関の違いは小さく、海上風は沿岸の流動場に対して、全域的に作用をすると推測される。しかしながら、流速と有義波高の相関については、岸側と沖側で相関の大きさが異なる結果となった。流速の岸沖方向成分と有義波高の相関は、岸側 2 地点の相関係数が沖側 (St.11) における相関係数よりもかなり大きい。これは、岸側 2 地点は荒天時には砕波帯内に位置し、undertow と呼ばれる沖向き流れが卓越することを意味し、沖側の St.11 については波高が増大する荒天時に沖向きの流れが発達するものの、流速に対する波高の影響は岸側の計測点よりも少ないことを表している。一方、沿岸方向の流速と有義波高の相関については、沖側に位置する St.11 の相関係数が最も大きく、岸側 2 地点については相関係数の大小に差が見られる。St.11 については、沿岸方向風速との相関と同程度の相関値および時間遅れであることから、荒天時の強風・高波

浪条件の下で沿岸方向流速が発達することがわかる。岸側の2地点においては、沿岸方向流速に対する有義波高の影響が異なるが、これには2地点の局所的な地形上の違いや、それに伴う砕波の頻度の違いなどが影響するものと考えられる。

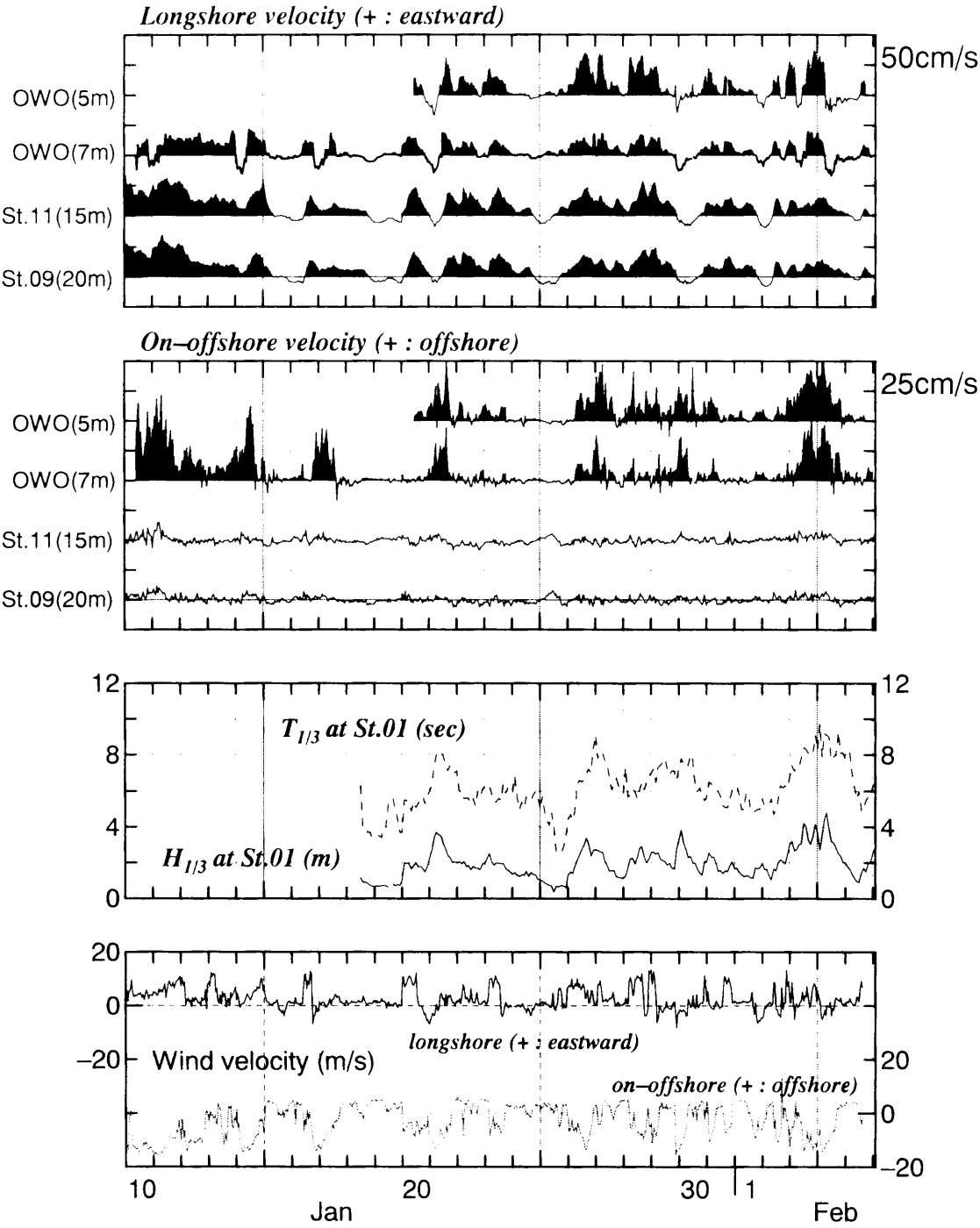


図-3.14 ADCP 断面平均流速・波高，周期（St.01）・風速

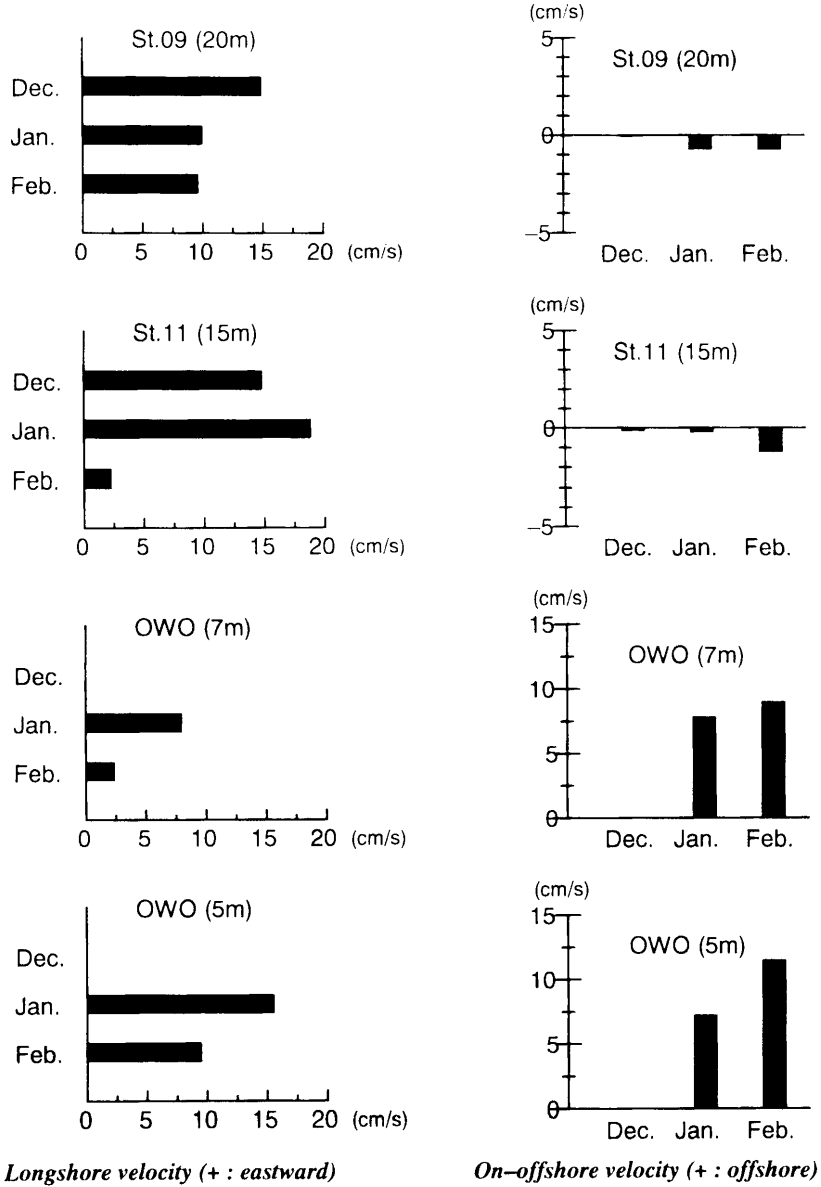


図-3.15 月別平均値（ADCP 断面平均流速）

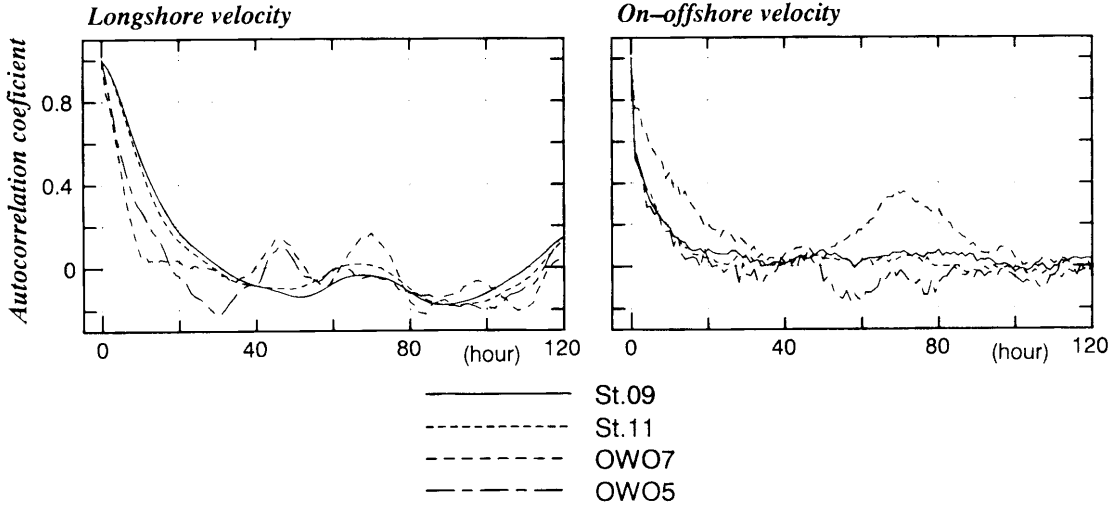


図-3.16(a) 断面平均流速自己相関係数

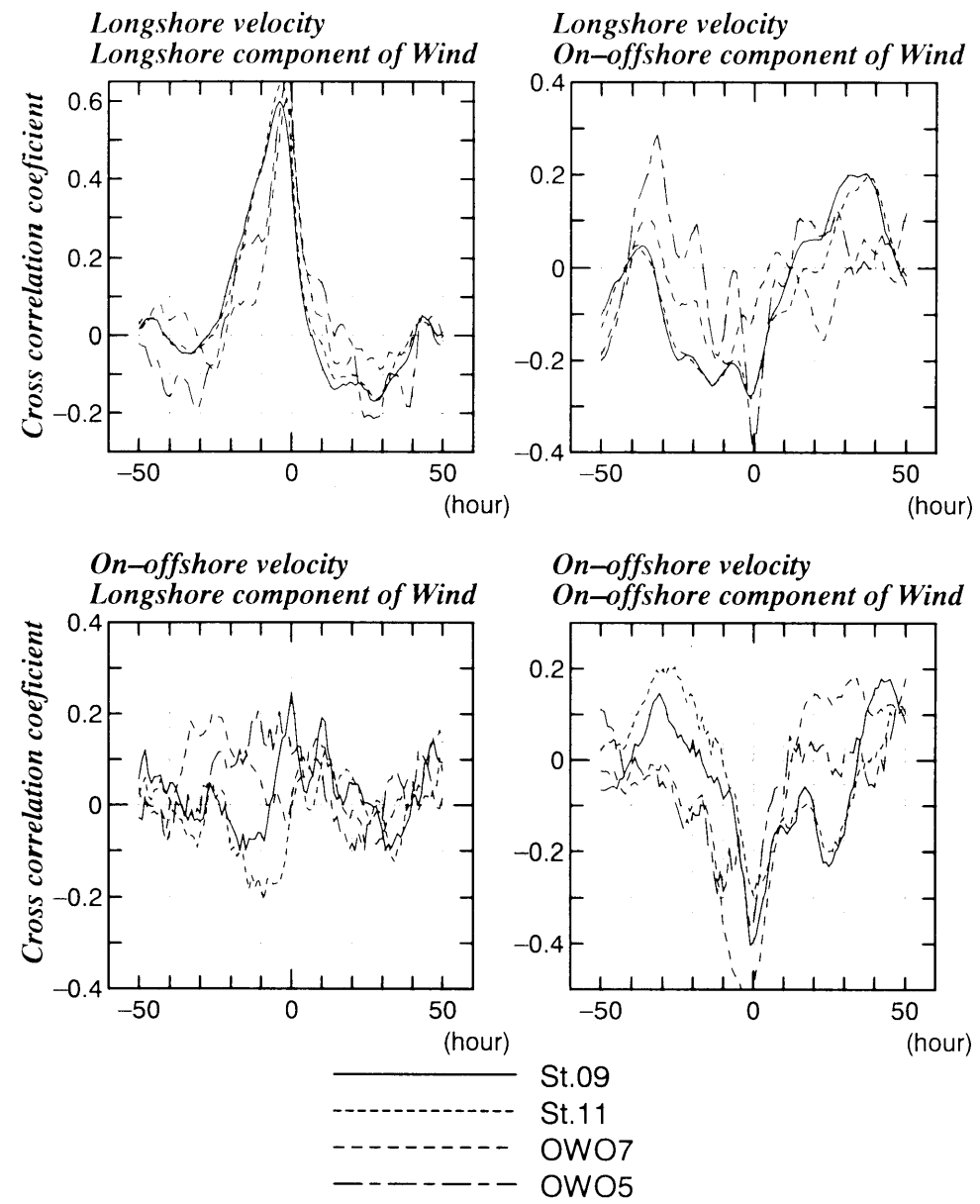


図-3.16(b) 断面平均流速・風速相互相関係数

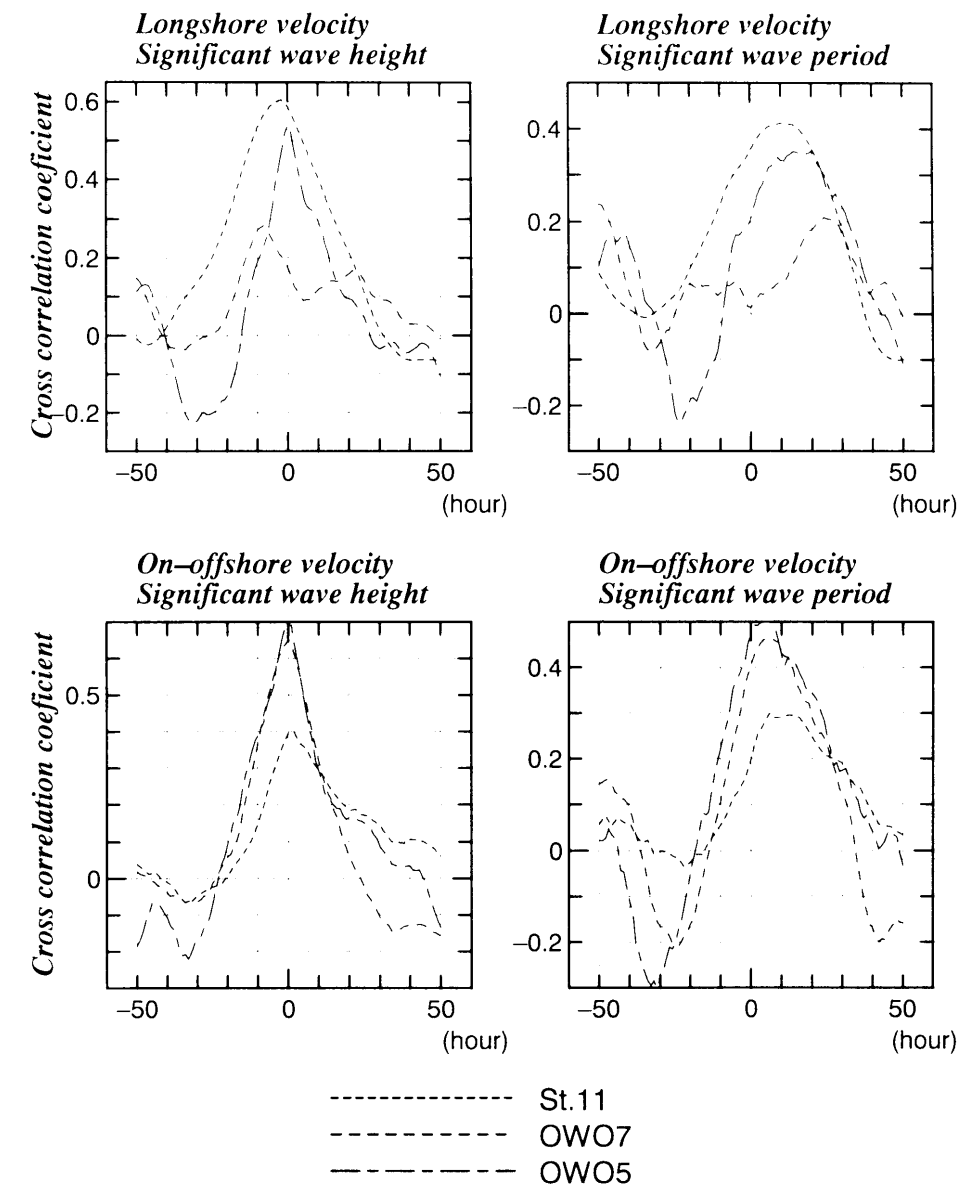


図-3.16(c) 断面平均流速・有義波高、周期相互相関係数

図-3.17(a)は、相関の高い沿岸方向流速（断面平均値）と沿岸方向風速に関して、St.11、OWO7、OWO5において沿岸方向風速が10m/sを越える場合の計測結果を示したものである。なお、結果の整理に当たって、流速値に対応させる風速値としては、上述の相互相関が最大となる時間遅れを考慮して、St.11では3時間前、OWO7では2時間前、OWO5では1時間前の風速値を用いている。また、波浪の影響を考慮するため、風速に有義波高・水深比を乗じた値を使用した。

図中の実線は、OWO5での計測結果より求めた回帰直線で、この地点での沿岸方向流速が波浪の影響を考慮した風速とほぼ線形の関係を持つことがわかる。砕波水深近傍のOWO7の結果については、ばらつきが大きいものの、OWO5同様に風速の増大とともに流速が増加する傾向を示している。一方、St.11の結果については、波浪の影響を考慮した風速の一定範囲内に結果が集中しており、流速と風速との関係を考察する上において、外力のパラメータ化が適当でないことがわかる。そこで、波浪の影響を考慮しないで、沿岸方向風速とのSt.11での沿岸方向流速成分の関係を調べてみると、図-3.17(b)のようになり、前述したように風速の4%程度の沿岸流速であることが確認される。

これらの結果より、沿岸方向の流れ場は、岸近くから沖にかけて海上風との相関が高く大きな影響を受けているが、岸近くでは波高の増大に伴う波浪の影響も複合的に加わることがわかる。従って、沿岸付近の流れ場に関しては、風の場合、および波の場の両方について、その影響の大きさを評価しつつ、検討を行う必要がある。

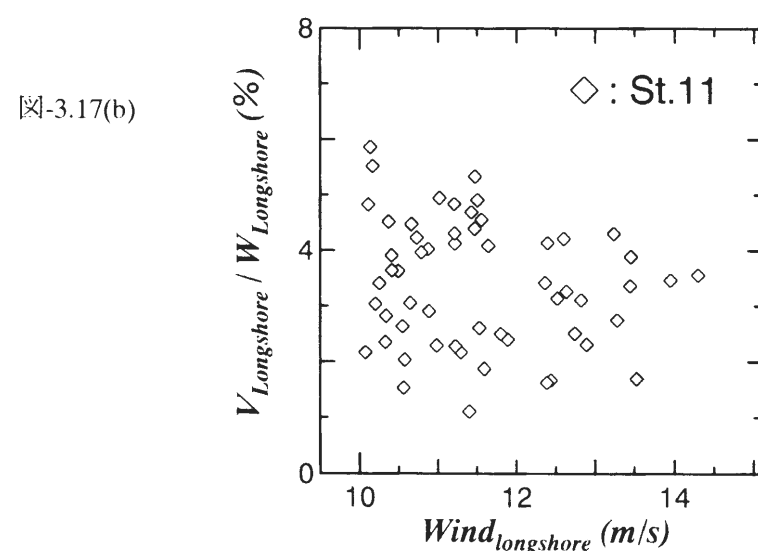
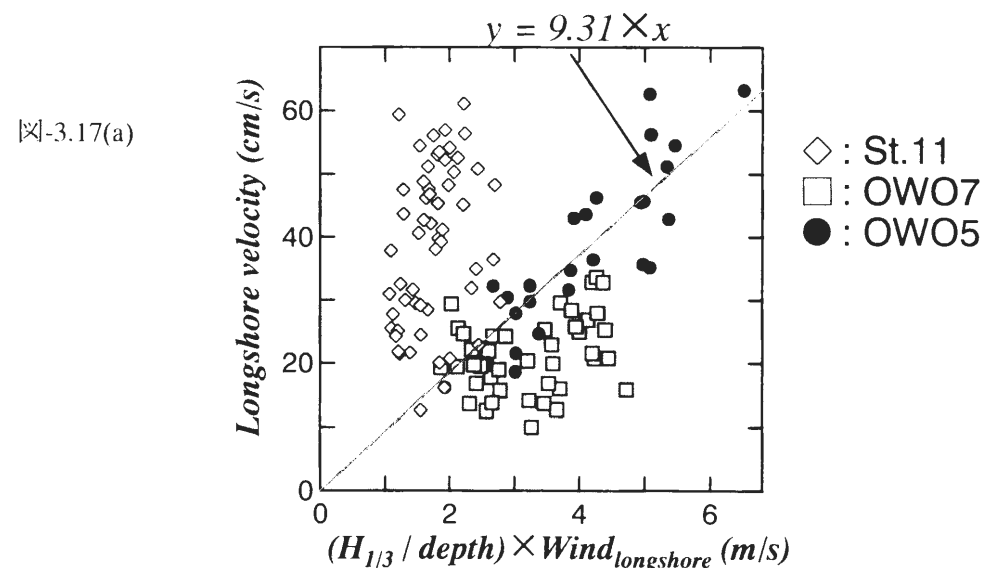


図-3.17 強風時における流速と風速の関係

(3)荒天時における流速の鉛直分布

岸方向の強風と高波浪の来襲時に、岸近くの計測点において強い沖向き流れが発生する。この沖向きの流れは、岸沖漂砂に大きく関係し、海岸地形を含めた海岸環境に与える影響には多大なものがある。ここでは、そうした強い沖向き流れ発生時における流速の鉛直分布について示す。

対象とする時期として、St.07における底層流速の観測結果より、次の2回の荒天時における沖向き流れの発生時を選んだ(図-3.8丸印)

①：2/3 15:00 を中心とする強風・高波浪の来襲時

②：1/30 2:00 を中心とする強風・高波浪の来襲時

①において発生した沖向き流れはその流速が50cm/sにもなり、全観測期間の中で最も強い沖向き流れの発生時の1つである。②に選んだ時期は、海上風観測期間において5回発生している弱い沖向き流れの発生時である。この時に発生している沖向き流れは、他の場合よりも流速のピークの存在が明確であることを基準に選定した。

図-3.18に①の時期における沿岸・岸沖方向流速の鉛直分布を示す。それぞれADCPの計測地点別の鉛直分布は、各計測時点における流速の最大絶対値により無次元化されている。また図中の●と○はそれぞれ、●が正方向、○が負方向の流速であることを示す。この期間中、St.07底層における最大の沖向き流速の発生は15:00(図中矢印)であり、大きな流速は12:00～15:00の間に集中している。ADCPの計測結果では、流速の多少の増減はあるものの、12:00～19:00の間に大きな沖向き流速が計測されている。この期間の流速の鉛直分布であるが、沖向き流れの発生しているOWO5、OWO7においては、岸沖方向流速は非常に安定した流速分布を示しており、表面よりも底層付近の流速値が大きくなる傾向を示す。この強い沖向きの流れは突発的に発生するものであるが、発生時には海面付近を除いた全水深的に生じていることがわかる。一方、沖側のSt.11、St.09では、ほとんどの時間において岸沖方向流速の分布は不安定な状況を示しており、明確な沖向き流れの発生は確認できないが、唯一St.11において16:00には底層付近に沖方向流速がピークを持つ流速分布が確認できる。先にも述べたように、沖側の計測点においては強風・高波浪の来襲時を含めた観測期間において、岸沖方向流速については明瞭な特性は見られないことから、荒天時においても沖側の2地点においてはゼロ近傍の小さな値を中心に変動しているものと思われる。ただし、強い沖向き流れが発生した場合には、そのピークが時間遅れを伴って出現する様子が認められる。

同時期における沿岸方向流速の鉛直分布(図-3.17(b))は、ほとんどの時間において鉛直方向にほぼ一様な安定した分布形状となるが、岸側と沖側で流速の変動に変化が見られる。沖側の2地点においては、一部の流速分布に変動が見られるものの、全体的には流速の分布、流向ともに安定した状態を保っている。OWO5、OWO7においてもほとんどの時間帯において流速分布が安定な状態を示すが、沖側とは異なり流向の変化が生じている。この流向の変化はSt.07の底層流速においても同様に確認でき、2/3 3:00～5:00頃に起こった風向・風速の変化によるものと思われる。ただし、この時は主に岸沖方向風速の変動が大きく、沿岸方向風速の変動は小規模、かつ短時間であったために、沖側の沿岸方向流速への影響は少なく、流速分布が方向を逆転させるには至らなかったものと推測される。

図-3.19には、上記②の時期における沿岸・岸沖方向流速の鉛直分布を示す。この時期は、岸方向の風速が大きく、3mにもなる有義波高が来襲している条件は①の場合と同じであるが、沿岸方向風速が弱く、期間後半には弱いながらも負の方向(西向き)となる。その結果、沿岸方向流速の鉛直分布は1/30の直前から、4地点全てにおいて負の方向(西向き)となっている。流速分布については、流向の変動時期に鉛直分布に変動が生じるが、その他の時間にはOWO5を除いて鉛直方向に安定した流速分布となっている。OWO5に関しては、今回の沖向き流れの時期には、沿岸方向流速が小さな値に留まり、沿岸方向の流動自体が安定していない状態と考えられ、その結果流速分布が安定しないものと考えられる。

岸沖方向流速の分布は、基本的に2/3に観測された結果と同様に、岸側では安定した流速分布、沖側では流向が変動する不安定な流速分布となっている。2/3の場合と異なる点は、沖向き流れの発生時の岸側測点における流速分布がほぼ鉛直方向に一様であり、底層付近に極大値を持たない点、および沖側の計測点において底層付近の沖方向流速の増大が確認できない点である。

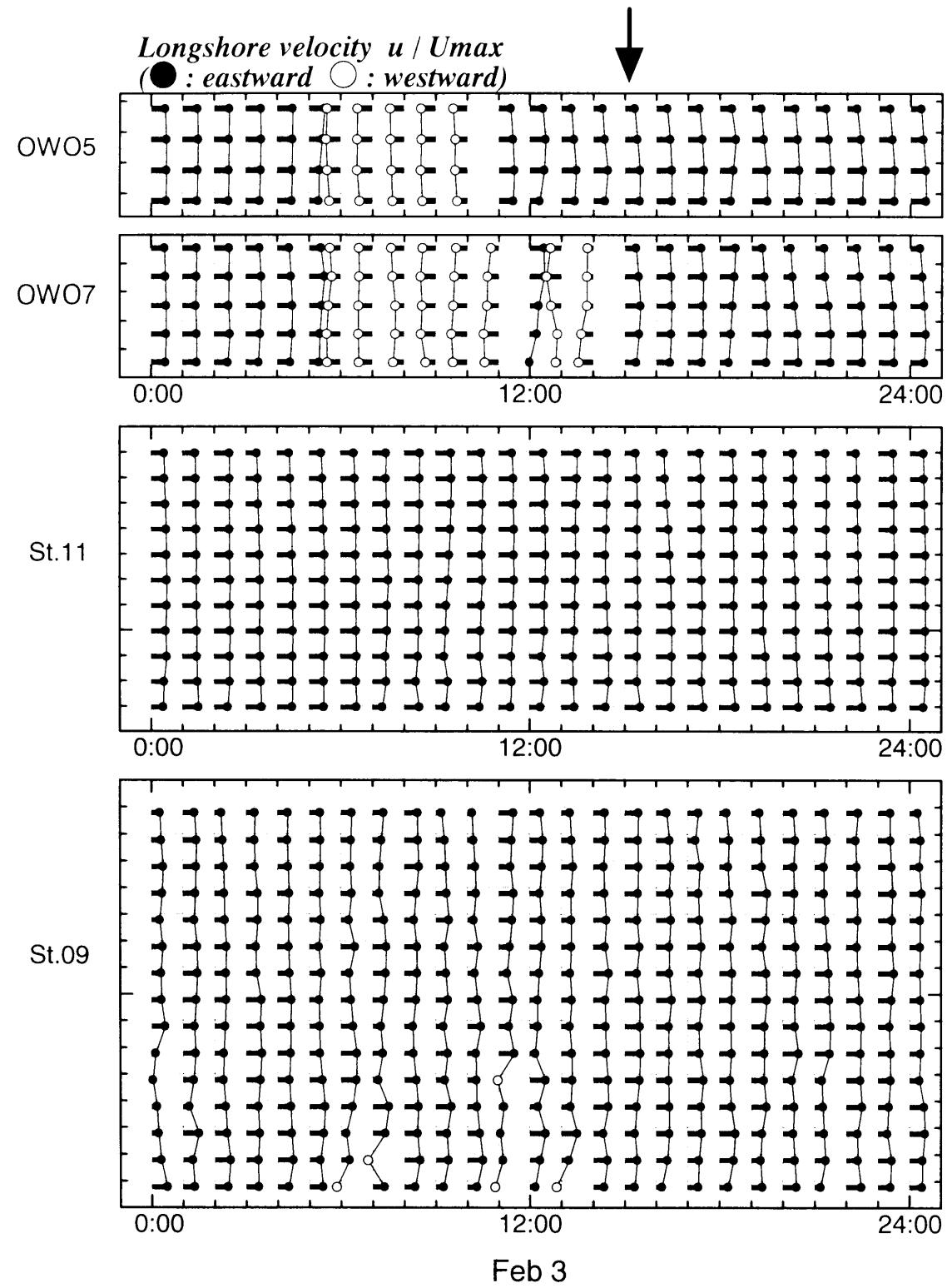


図-3.18(a) 荒天時における流速の鉛直分布 (沿岸方向成分)

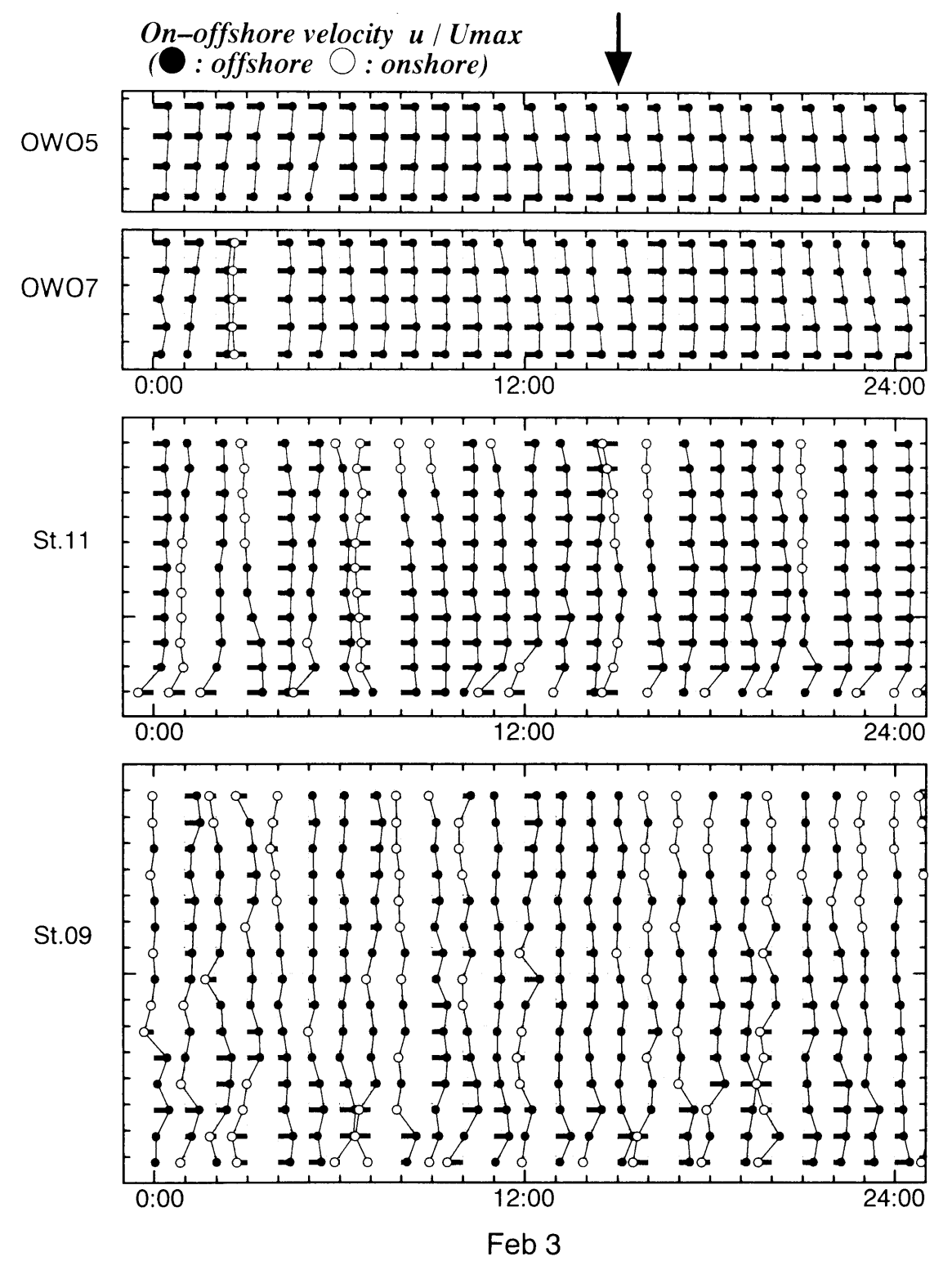


図-3.18(b) 荒天時における流速の鉛直分布 (岸沖方向成分)

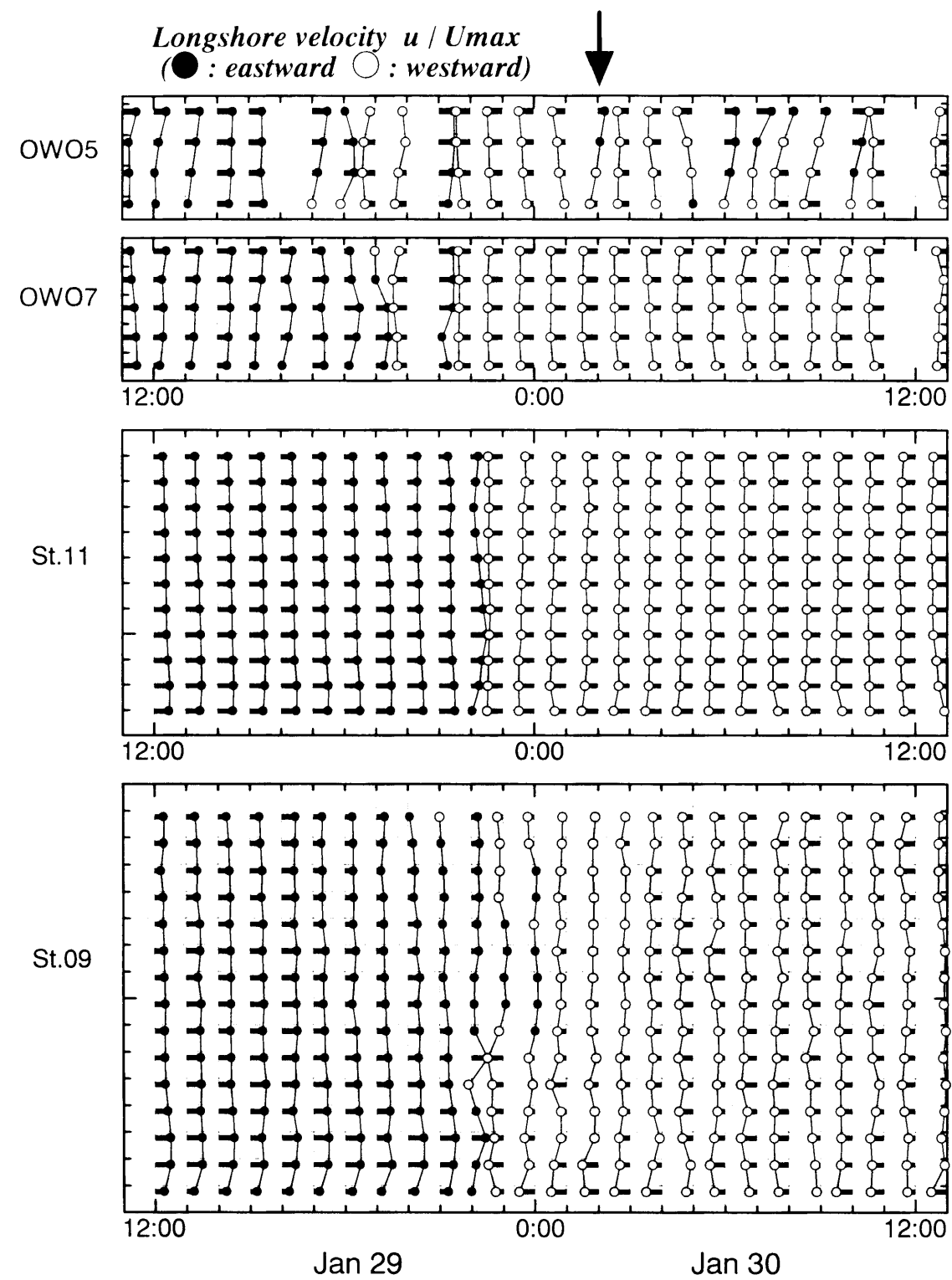


図-3.19(a) 荒天時における流速の鉛直分布（沿岸方向成分）

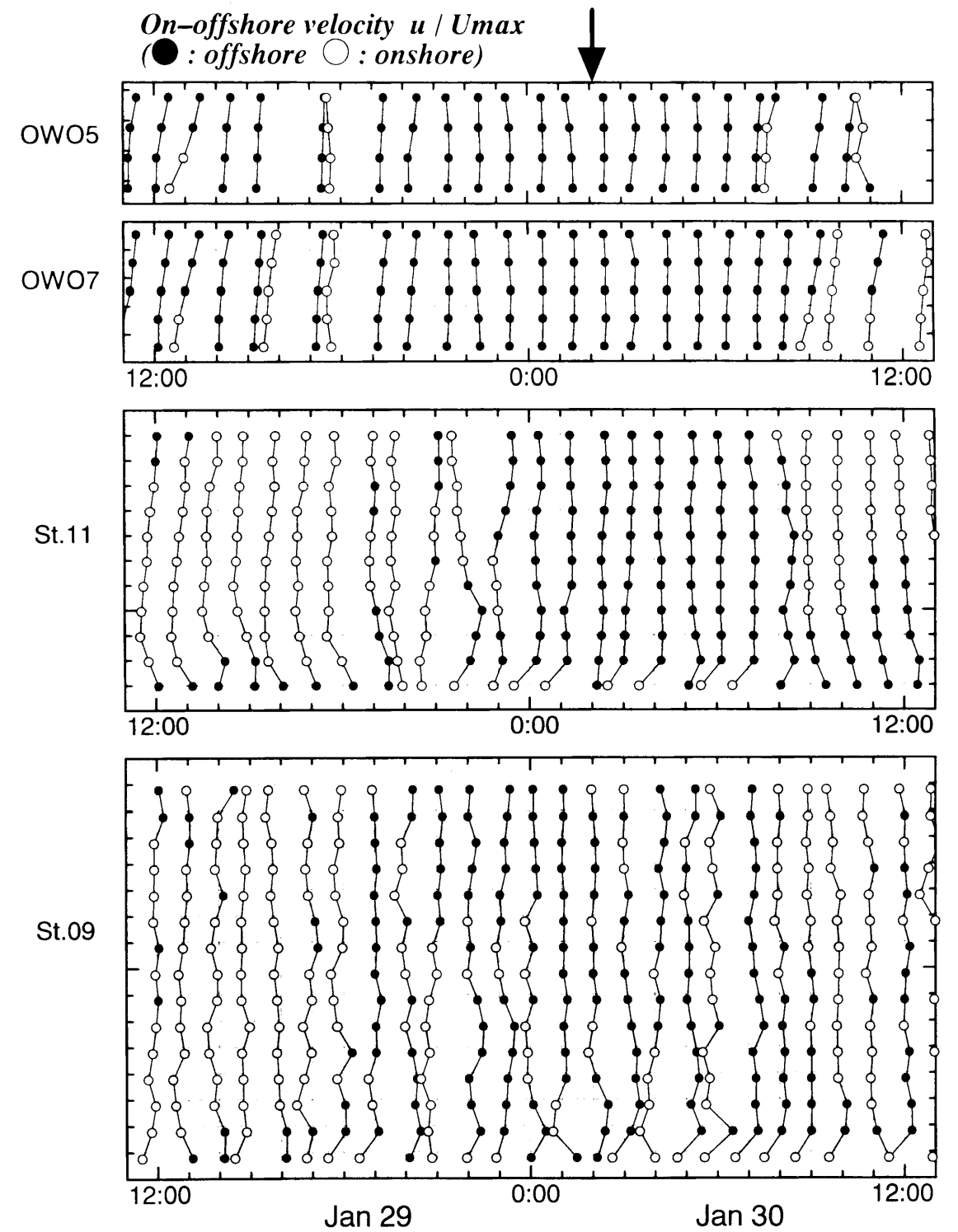


図-3.19(b) 荒天時における流速の鉛直分布（岸沖方向成分）

3.3 夏季太平洋沿岸における平均流場の現地観測

3.3.1 現地観測の概要

鹿島灘を対象とした流動に関する現地観測は、1998 年夏季と 1999 年夏季の 2 回行われた。

1998 年度の現地観測は、「鹿島灘における海象の共同観測」の一部として行われたもので、運輸省港湾技術研究所波崎海洋研究施設（Hazaki Oceanographical Research Station **HORS**：図-3.20）において、海浜流の鉛直分布の ADCP（Acoustic Doppler Current Profiler）計測が実施された。HORS は鹿島と銚子のほぼ中間に位置し、鹿島灘に面しており、世界有数規模の岸沖距離 427m の観測棧橋を有する施設である。ここでは防災の観点から、漂砂およびこれを引き起こす波や流れの観測によって現地における漂砂特性を把握し、その機構を明らかにすることによって漂砂問題に対する技術開発を行なわれている。また、砂浜の利用の観点から、外洋に面した沿岸域での塩分・pH・水温・濁度等の水環境の調査、および透水層設置海浜の海水浄化機能の検討、飛砂（風によって移動する漂砂）によって生じる後浜地形変化の観測、波の遡上限界と植生分布との関係調査、日射および風による渚の温熱環境変化の調査についても行われている²⁰⁾。

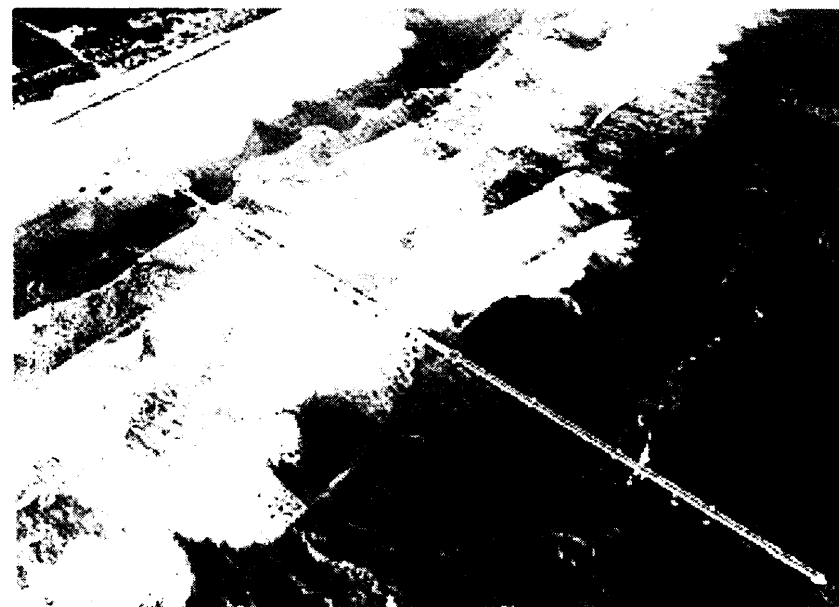
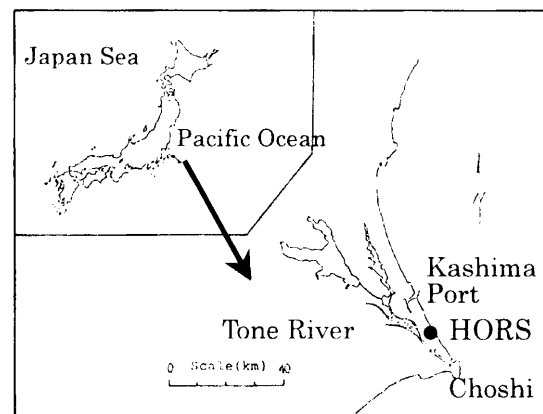


図-3.20 波崎海洋研究施設（HORS）

共同観測は 1998 年 9 月 10 日から 18 日を中心に行われ、ADCP による平均流の連続観測は、共同観測の途中の 9 月 13 日から 10 月 7 日の約 3 週間実施された。観測項目は以下に示す 2 つである。

- ①高周波 ADCP（RDI 社製ワークホース、センチネル 1200kHz）による平均流場の鉛直分布の連続観測。

- ②観測棧橋に既設の超音波波高計による波浪の計測

ADCP は、HORS の観測棧橋の最先端付近（岸より約 380m 地点、設置水深約 5.0m：図-3.21 ②）に設置された。平均流の計測は、1 回の計測値が 120 秒間の平均値（発信回数 1 ping）、サンプリング間隔を 4 分間として行われ、計測セル厚は 0.25m で全 21 層にわたって実施された。3.3.2 に示す結果は、全計測厚 5m のうち上下のそれぞれ 1m ずつを除く 3m 厚の部分を、層厚 1m の上層・中層・下層における鉛直方向に平均化された流速値である。

波高計データについては、棧橋に既設の 7 台全てについて、10Hz のサンプリング周波数でのデータ収集を、ADCP 計測全期間にわたって実施した。ただし、台風 5 号の接近時に、停電等の影響を受け、若干の欠測期間が生じている。

風速・風向についても、HORS で同時に計測が行われていたが、台風 5 号による強風のため被害を受け、その後の計測が困難な状態となった。そのため、風速・風向のデータについては、銚子地方気象台における計測結果を使用する。

観測を行った波崎海岸では、沖側での第一砕波と岸側での第二砕波（時には、より岸近くでの第三砕波も見られる）が観測される。波崎海洋観測施設での砕波位置の観測結果によると、平穏時には第一砕波が岸より約 200m 以内で発生し、その際 ADCP 設置位置は砕波帯よりも外側となる。また、台風来襲時のような強風・高波浪の条件下では、観測棧橋の沖側で砕波が生じており、ADCP 設置位置は砕波帯内に位置している。このように、今回の ADCP 設置位置は、波浪・風の条件により砕波帯の内側または外側となる。

観測期間中には、合計 5 個の台風（9805～9809 号）が日本付近に来襲している。そのうち台風 5 号は 9 月 16 日静岡県に上陸した後、関東・東北地方を縦断する進路を取り、台風接近時には観測地点は非常に強い風と高い波に見舞われた。また 9 月 22 日には台風 7 号が和歌山県に上陸しており、比較的強い波・風をもたらした。

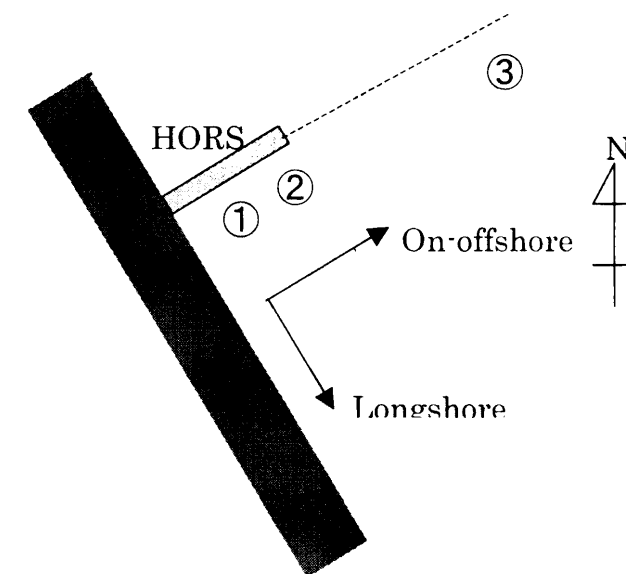


図-3.21 計測位置

1999 年の観測は、1999 年 7 月末から 10 月初旬にかけて、HORS の観測栈橋および周辺海域において、3 台の高周波 ADCP を用いた流速の鉛直分布の連続観測が実施された。ADCP は、

- ① 観測栈橋中央付近（水深約 3 m）
- ② 観測栈橋先端付近（水深約 5 m）
- ③ 栈橋延長線上の岸より 1.4km 地点（水深約 10m）

の海底にそれぞれ設置された（図-3.21 参照）。観測開始から最初の約 2 週間においては、サンプリング周波数 2 Hz による連続観測（③の ADCP については、2 時間につき 20 分間の計測）が行われた。しかし、この期間中に、①の ADCP が計測不可能となった。続く 2 ヶ月間においては、②の ADCP はサンプリング周波数 2 Hz での計測を 1 時間に 20 分間、③の ADCP については 2 分間の平均流速の計測が 4 分間隔で実施された。以下の 3.3.3 では、③の ADCP による平均流速の計測結果を用いる。

また、流速分布の計測と並行して、観測栈橋に既設の 7 台の超音波波高計による波浪の計測を、サンプリング周波数 5 Hz で ADCP による計測全期間にわたって行った。海上風に関しては、波崎海洋観測施設において計測された毎時の風速・風向を用いる。

3.3.2 砕波帯近傍の平均流場と海上風の関係

(1) 観測結果

図-3.22 は、全観測期間にわたる風速成分、平均流の沿岸方向成分および岸沖方向成分、有義波高と有義波周期をまとめて示したものである。風速についても平均流同様、観測栈橋に平行な岸沖方向成分と、それに直行する沿岸方向成分に分解されており、それぞれ沖方向、南向きが正である。

観測期間の前半には台風 5 号の上陸があり、その後も 6 号の接近、8 号、7 号の相次ぐ上陸と、日本近海に台風が多く存在し、その結果有義波周期の大きな波浪が来襲しており、特に台風 5 号上陸時には 2m を越える有義波高が観測されている。この期間中は、比較的強い沖方向の風が 2 日間ほど継続した後に、1 日ほどあけて再び強い沖向きの風が吹くという状況が繰り返されている。

9 月 26 日から 9 月末にかけては、風向きが全く逆の傾向を示し、波に関しても波高・周期ともに観測期間前半に比べて小さくなっている。この期間中は、秋雨前線が停滞していることが天気図から確認できる。

10 月に入ると、風向・風速は不規則に変化する結果となっており、9 月中のような明確な傾向は見られない。一方、波浪に関しては、10 月 4 日前後にかなり波高が大きく、周期の長い波が来襲している。これは三陸沖にあった発達した低気圧の影響が考えられる。

銚子での風速データと ADCP 計測結果を比較すると、風速と平均流は良い対応を示している。沿岸方向・岸沖方向別には次のようである。

沿岸方向の流速と風速については、その相関から観測全期間を通じて 2 時間の時間遅れで極めて良い対応が見られた。上層から下層に向かって多少の流速の減衰はあるものの、全体的には鉛直方向にほぼ一様な分布の流れが形成されている。一方、岸沖方向流速は、上層では風と良い対応を示すが、下層では流速値が大きく減衰し、風との明確な対応は認められなかった。沿岸方向とは対照的に、岸沖方向流速は鉛直方向の減衰が大きく、せん断流的性質が強いことがわかる。

沿岸方向・岸沖方向ともに全層ほぼ一様な流動となっているのは、台風 5 号来襲時（9/16）のみである。この時には、沿岸方向の流動は 20m/s を越える強い風と 2m を越す有義波高を持つ波浪の影響を受け、2 m/s 近くに達する大きな流速が計測されている。岸沖方向には、上層から下層まで沖向きの強い流れが確認され、最大値は 30cm/s にもなっている。この強い沖向きの流れは砕波帯内の戻り流れ（undertow）であると考えられる。

(2) 潮流成分の推算

ADCP の計測結果に対して潮流の調和分析を行い、日周潮（O1, K1 潮）と半日周潮（M2, S2 潮）の潮流楕円を示したものが図-3.23 である。この海域での潮汐は、日周潮と半日周潮がほぼ等しく、半日周

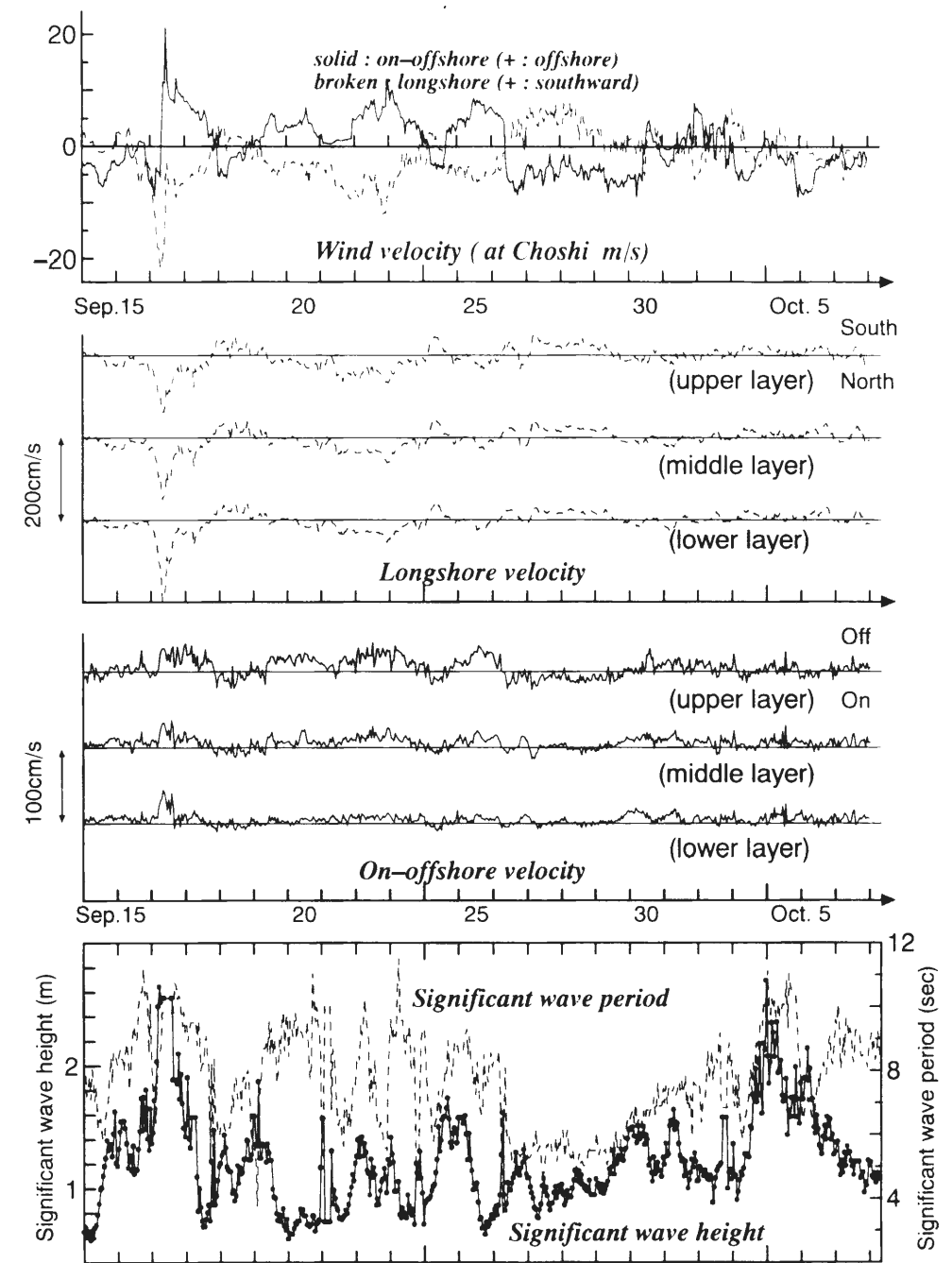
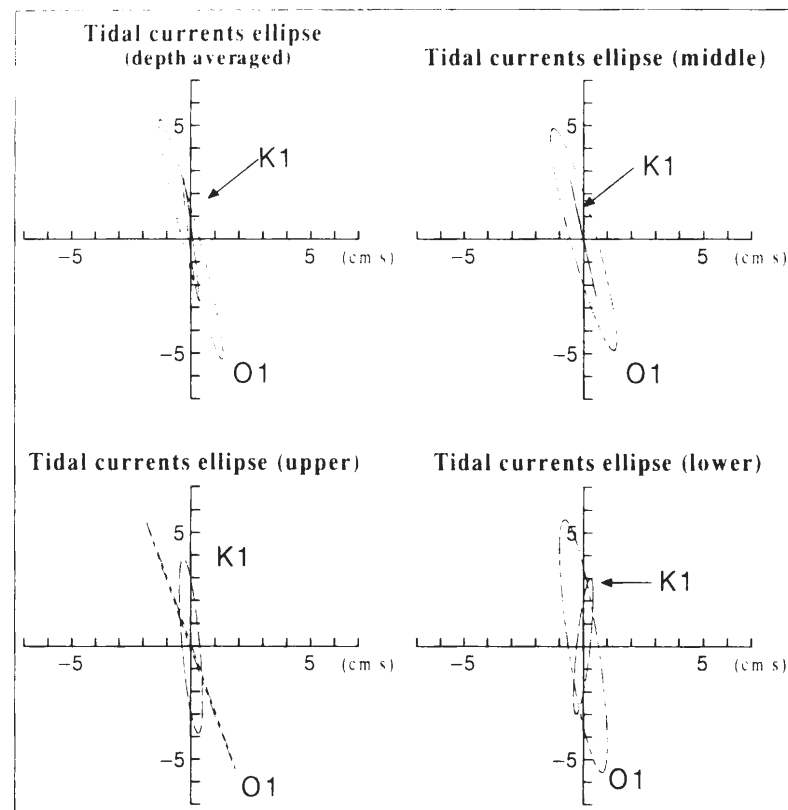
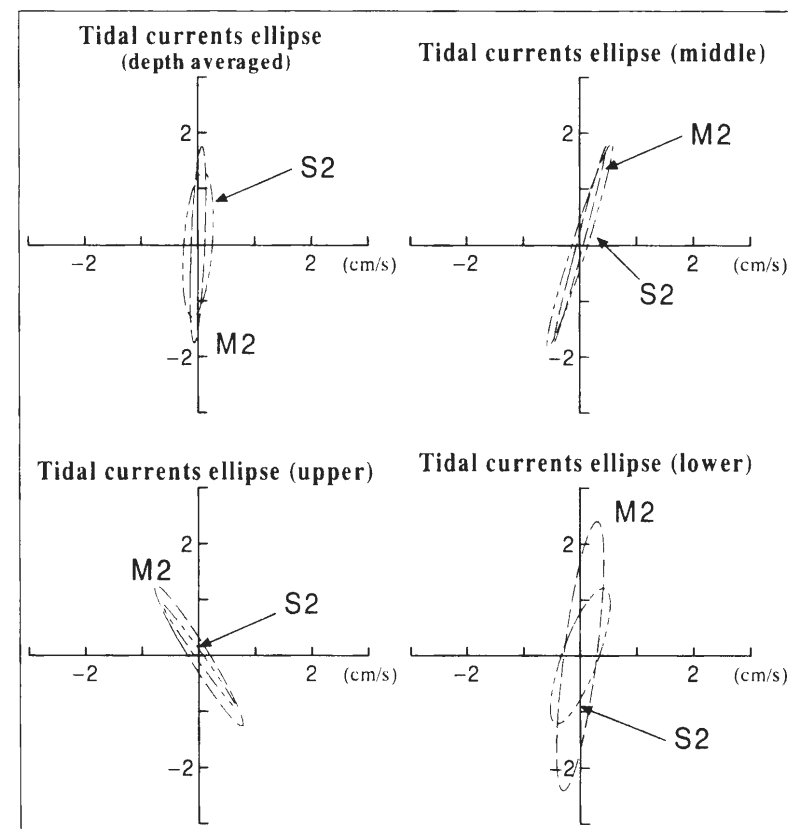


図-3.22 計測結果（1998 年 流速・波高、周期・風速）



diurnal tide (K_1 and O_1 tide)



semi-diurnal tide (M_2 and S_2 tide)

図-3.23 潮流楕円 (上：日周潮流、下：半日周潮流)

潮がやや大きい程度であるが、観測地点における潮流は日周潮が半日周潮よりも卓越する結果となった。また、潮流楕円の長軸が南北方向もしくはやや左に傾く結果となっているが、これは沿岸地域の潮流楕円は地形境界に影響されている結果であり、その長軸はほぼ海岸線に並行し、かつ短軸の短い（岸沖方向の振幅が小さい）偏平な形となっている。

ここで得られた4分潮の調和定数を用いて、観測期間中の潮流成分を推定すると、最大流速が約15cm/s程度となる。この潮流成分と流速の計測値を比較すると、台風接近時の強風・高波浪の条件下では、全流速値に対する潮流の寄与率は数%にしかならないのに対して、平穏時には5割前後、大きいときには8割を超えるほどの寄与を示す場合がある。他の流動要因に対して、潮流は対象水域にほぼ恒常的に作用しているものであるが、流動全体に対する寄与は、間欠的に作用する波浪や風などの他の要因に大きく左右されており、平均流場全体から見ると副次的な役割に留まっている。

(3)平均流場と風・波浪の関係

次に、推算された潮流成分を ADCP 計測値から差し引いた結果を用いて、潮流以外の流動要因（風・波浪）と平均流場の関係について検討する。潮流成分除去後も、沿岸方向流速と沿岸方向の風速の対応は全層にわたって良好で、岸沖方向成分についても上層の流速は岸沖方向の風速とよい対応を示す。

沿岸方向の流速と風速が良い対応を示しているのは既に述べた通りであるが、その両者の関係を波浪（有義波高と水深の比）と風速（銚子での観測値を水深により無次元化）の指標を用いて整理したのが、図-3.24 である。

波浪の大小に対して、沿岸方向流速・風速比は明確な傾向は示さないが、風速に対しては、ある大きさ以上の風速になると、流速・風速比がほぼ一定の範囲内に収まる傾向を持つ。図中には、風速 10m/s に対応する線を示しているが、10m/s 以上では流速・風速比にばらつきが少なくなるのに対して、10m/s 以下では流速・風速比はかなりばらつくことがわかる。

このように、一定以上の風速場では、沿岸方向流速は主に風に支配されることが認められる。逆に、風速が小さい場合、相対的に増大する波浪や潮流の影響等も考慮する必要がある。

図-3.25 は、銚子での風速値が 10m/s 以上の場合の結果について、沿岸方向流速・風速の比と銚子での風速の大小の関係を示している。図中には、風の影響を最も強く受ける上層の流速値による結果と、全層平均の結果を合わせて表示している。全層平均の結果も上層のみの結果も大きな違いは見られず、沿岸方向流速が水深方向にほぼ一様な分布となっていることを裏付けている。

図に示すように、上層での流速・風速比の平均値は約 4.6% であり、全層平均の場合は約 4.3% になる。この値は、Keulegan²¹⁾が示した吹送流速と風速の比 3.3% よりも大きくなっているが、風速の増加に伴って表面流速も増大し、砕波が始まる時点での両者の比は 4.8% であるとした Wu²²⁾の値に近くなっている。鶴谷ら²³⁾は風洞実験から、高さ 10m での風速が 7 m/s を越えると砕波が起こり始め、急速に抵抗が増加するという結果を得ている。今回の観測では、計測地点が砕波帯の中にあるのは、横軸 3.0 付近の場合のみと推測されるが、鶴谷らの結果を考慮すると風速 10m/s 以上の場合には、砕波が起こらなくとも海面での抵抗値が増大し、流れに対して風の影響が支配的になる結果、流速・風速比が一定の範囲内に収まる結果になると考えられる。

沿岸域を対象とした数値シミュレーション結果²⁴⁾によると、表層流速と風速との比は約 3% となる。今回の現地観測結果よりはやや小さい値となっているが、観測結果についても 2% 台から 6% 台程度までのばらつきがあること、数値シミュレーションが現地とは異なる境界条件下で行われていることを考え合わせれば、妥当な値が得られていると考えられる。

観測結果から、一定以上の強さを持った風の場合においては、沿岸方向流速は風速に大きく支配され、風速の数%程度の流速となることが確認された。

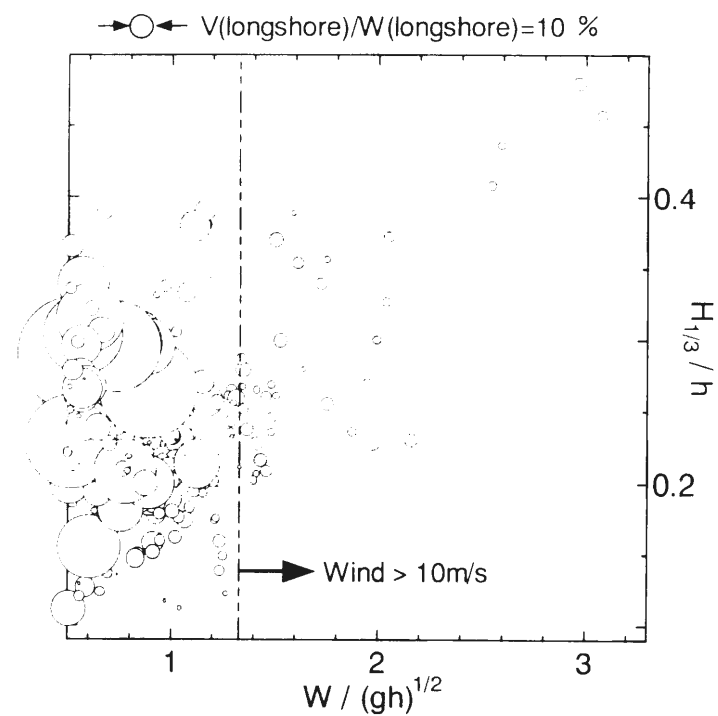


図-3.24 沿岸方向流速と風速・波高の関係

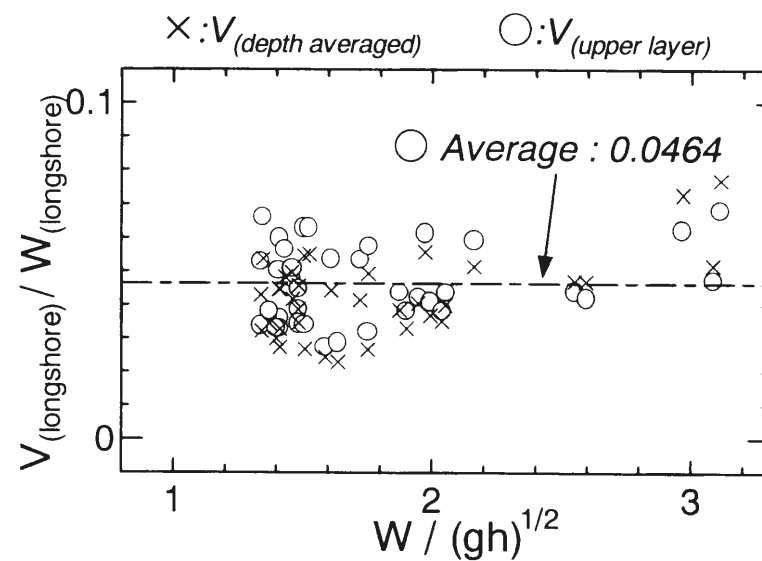


図-3.25 荒天時における沿岸方向流速・風速の関係

3.3.3 碎波帯沖側の平均流場と海上風の関係

(1) 観測結果

図-3.26 に、岸から 1.4km 地点に設置された ADCP③により計測された断面平均流速、海上風の沿岸方向および岸沖方向成分を示す。沿岸方向は南向き、岸沖方向は沖向きが正である。この期間は比較的穏やかな気象条件が続き、1998 年の観測時のように、観測地点付近を台風が通過するなど目立った現象はあまりなかった。期間中、強風・高波浪の条件となっているのは、8 月末と 9 月 20 日前後の 2 回だけである。8 月の場合には特に目立った台風などが近海にあるわけでもなく、風速も 10m/s に達しない程度で、さほどの強風・高波浪条件ではない。9 月においても、風速が 10m/s を越えて連続するのは 9 月 21 日～23 日の期間のみであり、この期間は九州に甚大な高潮被害をもたらした台風 9918 号の接近の時期に対応する。

沿岸方向流速は、全体的に沿岸方向風速と良好な対応が見られるが、風速の弱い期間においては、約 1 日を周期とするような変動が認められるようになり、碎波帯の外側に位置するこの計測点においては、海上風による吹送流と潮流などの長周期の流れが主な要因となって流動場が構成されていることが推測される。岸沖方向流速は、必ずしも岸沖方向の風速と対応するわけではないが、先に挙げた 2 回の強風・高波浪時には強い岸向きの流れが確認でき、その流速は約 20cm/s になる。

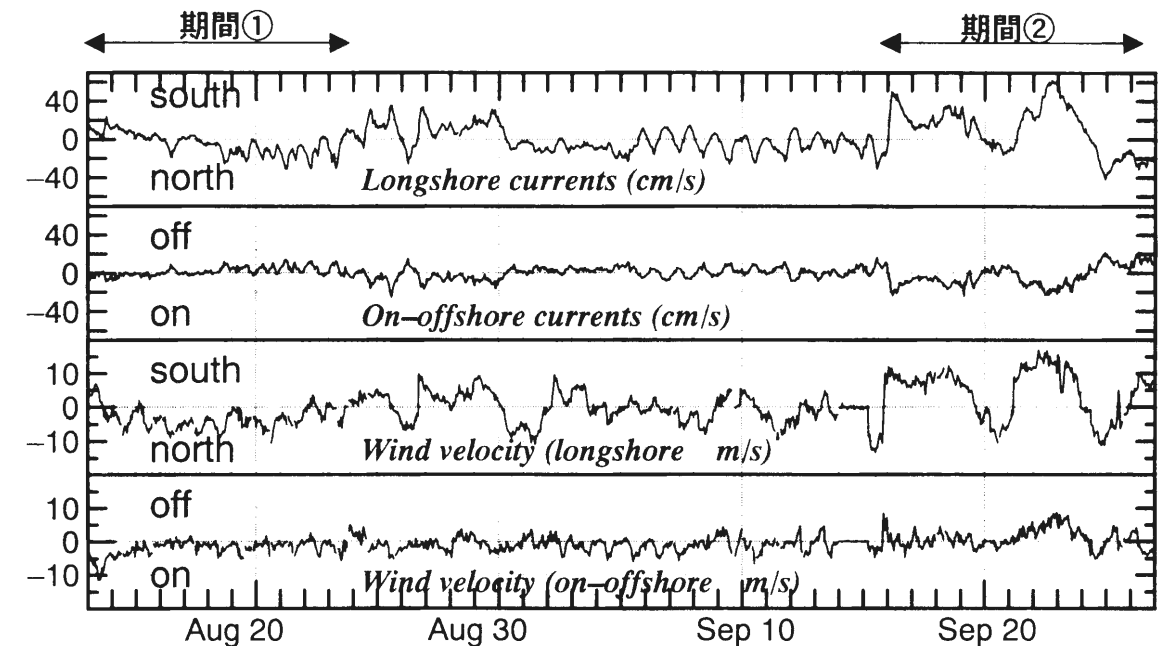


図-3.26 碎波帯沖側での計測結果（流速・風速）

図-3.27 は、沿岸・岸沖方向流速に対する、沿岸・岸沖風速の相関を示したものである。沿岸方向の流速と風速は 3～4 時間遅れで高い相関を示しており、流れに対する海上風の影響の大きさがわかる。また、最も水面側の流速値（水面下約 1m）と最も底層での流速値（海底面上約 2m）と風速についても、3～4 時間の遅れで同程度の相関であった。従って、沿岸方向の流れは、ほぼ全水深にわたって海上風と数時間遅れで対応することがわかる。

一方、岸沖方向流速についても、沿岸方向風速と 3～4 時間の遅れで負の相関を持ち、岸沖方向風速との相関は明確でない結果となっている。沿岸方向風速との相関については、上層の計測値が約 2 時間遅れ、下層の計測値が約 6 時間の遅れとなり、風速による流速の変動が水深方向の時間ずれを持つ。岸沖方向流速と沿岸方向風速の強い相関については、岸を右手に見る方向の風（沿岸正方向の風）に対して岸向きの流れ（岸沖負の方向の流れ）、岸を左に見る方向の風（沿岸負方向の風）に対して沖向きの

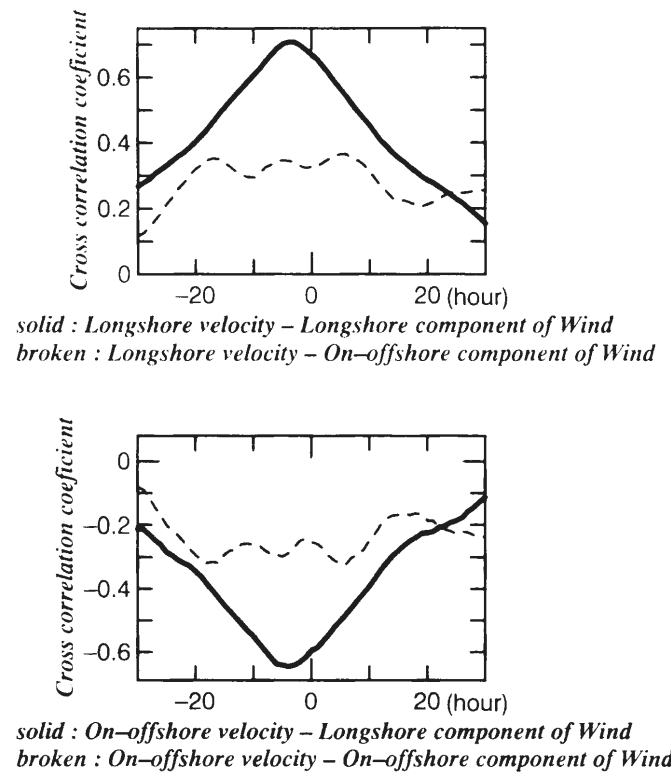


図-3.27 断面平均流速・風速相互相関係数

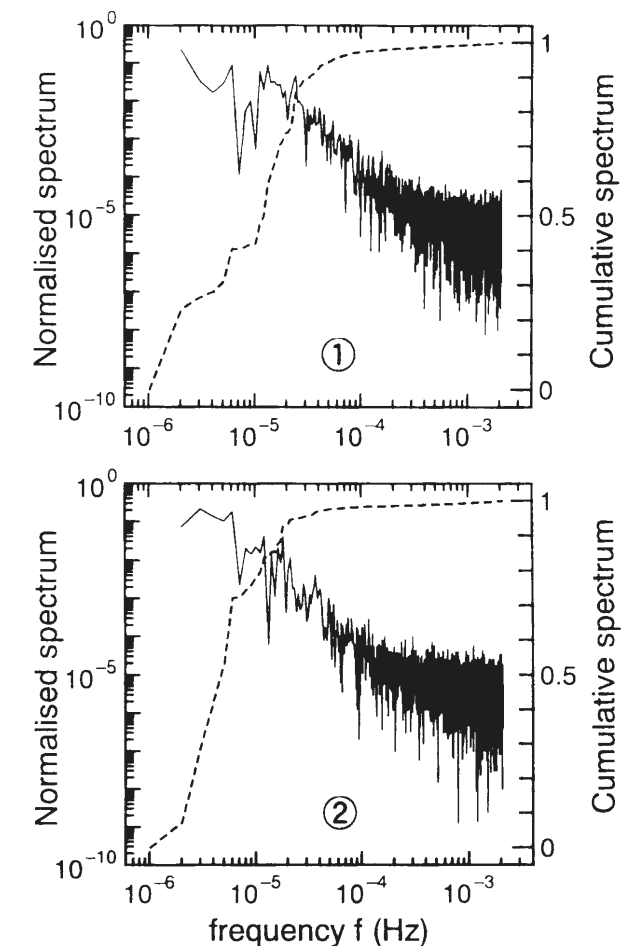
流れ（岸沖正方向の流れ）となることから、コリオリ力の影響が明確に認められる。

図-3.28 は、図-3.26 中の期間①（静穏期）と期間②（荒天時）における流速値（平均値からの変動成分）のパワースペクトルと累積スペクトルを示したものである。パワースペクトルは変動成分の分散により基準化されており、図-3.27 の式に示すように基準化されたパワースペクトルから求められた累積スペクトルの総計は1となる。

期間①においては、日周潮流と半日周潮流に対応する周期にピークが確認でき、累積スペクトルからも、その2つの流れによるパワーの相対的な寄与が大きいことがわかる。一方、期間②においては、潮流成分に相当する部分のピークも小さく、パワーの相対的な寄与もかなり小さくなっている。逆にパワーの寄与が増大しているのは、潮流成分よりも長周期の部分で、数日程度の周期である。図-3.29 に、柳が示した、沿岸海域の流動スペクトル模式図²⁵⁾を示す。これによると、潮流成分よりも長周期で数日程度の周期を持つ流れとしては、10.洪水・高潮と11.吹送流が挙げられている。すなわち、荒天時には、先に示したような風に起因する流れの役割が相対的に増加している結果となり、これまで述べてきたように、海上風の影響の重要性がうかがえる。ただし、数日周期の吹送流ということは、風域場の移動による吹送流場の発達・減衰を示すものであり、相対的な寄与の増加は、風域場に対応したような大きなスケールの流動によるものである。

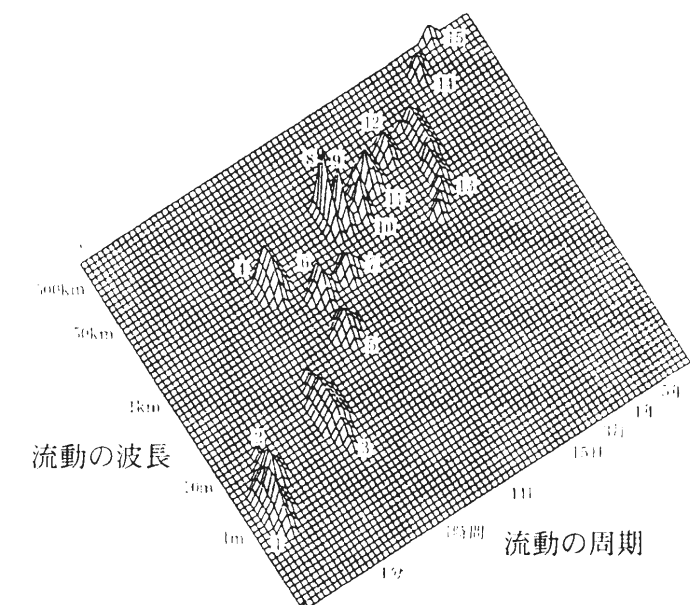
(2)沿岸方向流速と風速の応答特性

以下では、観測期間中最も強い強風・高波浪時となった期間（9/21～23）を中心に、沿岸方向の流動場と風の場の対応について検討する。なお、以下に示す流速値は、観測結果から調和分析により潮流成分を推算し、その潮流成分を除去した流速である。推算された潮流成分は3.3.2で示した結果と同様の傾向をもち、流速は約10cm/s程度で、日周潮が卓越している。潮流成分を除去後の沿岸方向流速・風速の相関は、先に示した結果よりもさらに強くなり、潮汐以外により駆動される流れ場に対する海上風の影響の大きさがうかがえる。



$$\text{Cumulative spectrum (broken)} \quad K(f) = \frac{1}{u^2} \int_0^f F(f') df'$$

図-3.28 流速のパワースペクトルと累積スペクトル



1. 風波, 2. うねり, 3. 港内静振, 4. 津波, 5. 灘内静振, 6. 地形性渦流
7. 1/4 日周潮流, 8. 半日周潮流, 9. 日周潮流, 10. 洪水・高潮, 11. 吹送流
12. 潮汐残差流, 13. 密度流, 14. 季節変動, 15. 経年変動

図-3.29 沿岸海域における流動のスペクトル模式図²⁵⁾

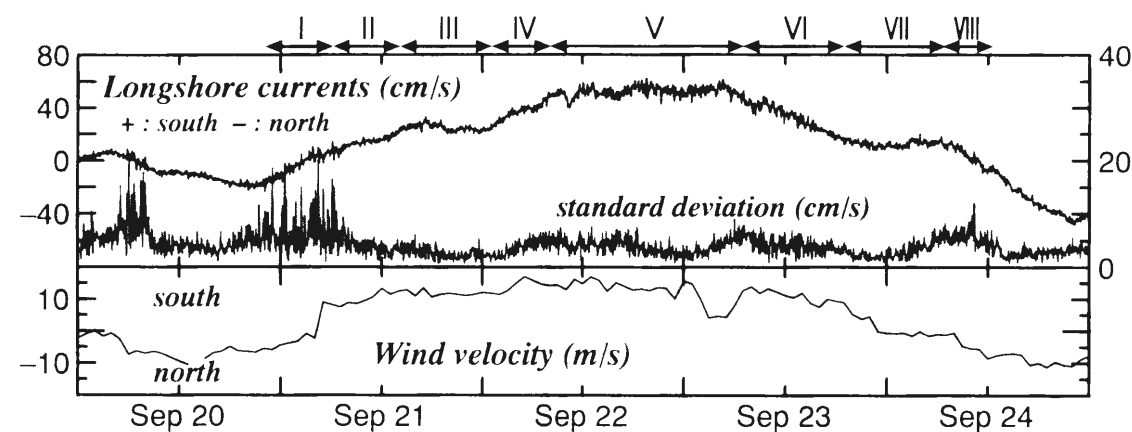


図-3.30 強風時における沿岸方向流速、風速の時間変化

図-3.30 は、10m/s を越す強風が連続した期間（9/21～23）およびその前後における沿岸方向流速（断面平均値）と沿岸方向風速の時間変化を示したものである。流速の下には、流速分布の鉛直方向のばらつきを表すために、各時点における沿岸方向流速の標準偏差をあわせて示す。標準偏差は、期間中ほとんどの時点において数 cm/s 程度であるが、時には 10cm/s を越える大きな値をとる時期（9/20, 9/21, 9/24）が確認できる。それらはいずれも流速値が正→負、もしくは負→正に転換する時期と一致し、同時にその時期は風向の変化時に相当しており、風速自体も小さい。その後、風が吹き始めて継続することで流速値が増加し、標準偏差は再び数 cm/s 程度に落ち着く。沿岸方向流速は沿岸方向風速と強い相関を示すが、風向・風速の変化に伴う流れ場の形成の初期段階においては、流速分布に大きな変動が生じることがわかる。しかしながら、流速分布の鉛直方向の変動が長時間続く様子は認められず、長くても 6 時間程度で収束し、その後は鉛直方向にほぼ一様な流速分布が形成され、流速値が増大する。

9/22 を中心とする強風・高波浪時に着目すると、その期間中における沿岸方向流速の時間変化は、以下のように区分けすることができる（図-3.30）。

- I：風向・風速の変化時
- II：10m/s を越える風の連続による流速の加速時
- III：風速の安定（10m/s 程度）に伴う流速の安定時
- IV：風速の増大（10→15m/s）による加速時
- V：強風の連続による流速の安定時（流速 50cm/s 超）
- VI：流速の減少時（50→20cm/s）
- VII：流速の安定時（風速 10→±0m/s）
- VIII：風向・風速の変化時

図-3.31 は、上記に対応する期間の流速の鉛直分布である。それぞれの結果は、各時点の流速を断面内最大流速で無次元化したものである。I、VIII の期間は先に述べた流向の転換時期で、流速分布の標準偏差が増大しており、流速分布も水深方向に大きく変動している様子が認められる。また、II の加速時においても、幾分流速分布にばらつきが見られるが、それ以外の期間については、非常に安定した流速分布が形成され、その分布は風速の増加時（IV）においても変わらず安定で、流速の減少時（VI）においてもなお安定な状態を保つことがわかる。

I において、沿岸方向風速が負→正に変わったのは、9/21 4:00～5:00 の間である（図中↓印）。風速の変化後、3～4 時間にわたって流速分布のばらつく期間が続くが、次第に流速分布は水深方向に安定したものに移行する。これは、先に示した流速と海上風の相関の結果に対応するものであり、さらにそれから数時間後には水深方向にほぼ一様で安定した流速分布が形成される。強風時に卓越する沿岸方向の流れ（広域海浜流）は風の変化に対して比較的早い対応を示し、風の吹き始めから数時間後には鉛直方向に安定した流速分布を形成する。このような風に対する吹送流場の速やかな反応は、Madsen²⁷⁾により示されており、風の始めから定常解が得られるまでに数振子時間（1 振子時間は約 1.7 時間）必要であるとされている。Ekman²⁸⁾の解の場合は、24 振子時間以上必要であることを考えると、本観測結果より Madsen の解の方が実際の現象とよりよい対応を示すことが確認できる。

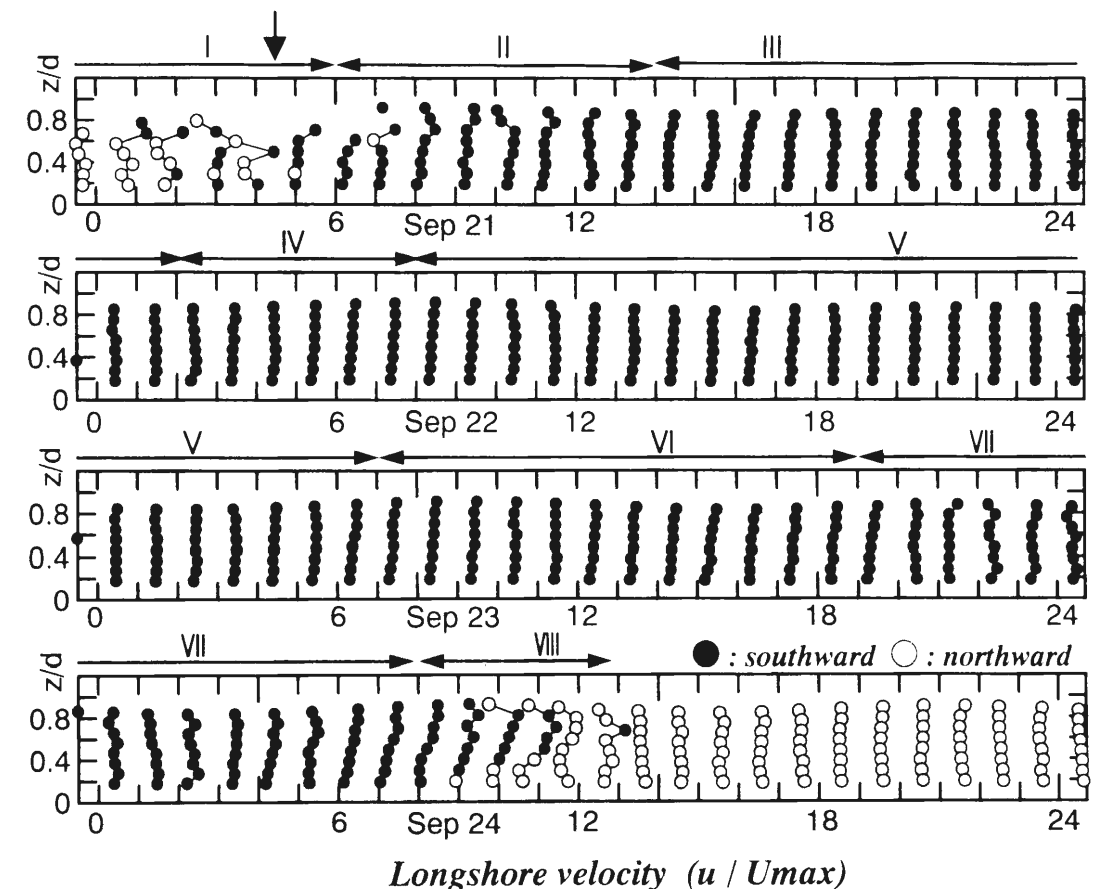
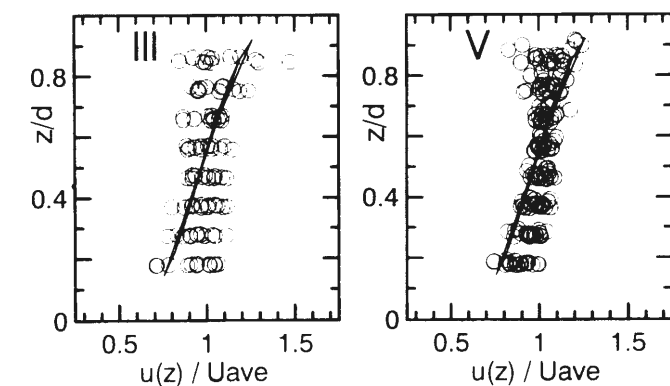


図-3.31 強風時における沿岸方向流速の鉛直分布

流速分布形状に加えて、流速値自体も安定している時期（上記 III, V）について、観測された流速分布と、3次元広域海浜流数値モデルにより計算された流速分布を比較したものが図-3.32 である。数値モデルについては加藤ら²⁶⁾を参照されたい。計算結果は、水深 10m の一様な海域に 10m/s の一様風を与えた場合の定常状態における流速分布である。断面平均流速は約 47cm/s になり、水表面近くが最も速く、底層に向けて減衰する流速分布となっている。観測結果は、計算結果よりもやや傾きが小さく、ほぼ鉛直に立った流速分布となっている。風速が 10m/s 前後の III の結果については断面平均流速が 25cm/s 程度と小さく、流速分布のばらつきも大きい。一方、15m/s 以上の風速が連続する V の期間においては、断面平均流速が 50～55cm/s に達し、流速分布も安定しており、計算結果にかなり近い分布となっている。単純な境界条件における計算結果と、現地観測結果を単純に比較することはできないが、III の期間は、計算結果のような水深方向に安定した状態には達していないことが想像される。強風時に発達する沿岸方向の流れは、定常状態において鉛直方向にほぼ一様な流速分布を持ち、風速の増加により一層安定した流動場を形成することがわかる。



Dots : observation results Line : simulation
図-3.32 流速の計測結果と数値計算結果の比較

(3)風速と沿岸流の断面平均流速との関係

吹送流の流速と海上風速との関係については、従来数多くの研究が行われており、抵抗係数に関する式が示されている²⁹⁾。しかしながら、観測や実験値にはかなりのばらつきがあり、さらに浅海域においては碎波や海底面の影響も加わることもあり、変動する境界面の扱いの難しさが現れている。大気乱流場から評価される抵抗係数には、粗度としての波の効果が集約されているが、現在のところ碎波の効果は直接的には考慮されていない。

ここでは、流速分布が安定し、ほぼ定常状態と仮定できる期間における、水深約 10m での沿岸方向の断面平均流速と海上風の風速との関係を示す。先にも示したように、沿岸方向流速と風速は 3～4 時間の時間遅れで高い相関を示す。沿岸方向の流れと風の相関値は 4 時間の時間遅れにおいて最大となることから、4 時間前の風速と流速との関係を調べることで、風と流れの応答が明らかになる。流速分布がほぼ一様となる時期（図-3.30 のⅡ～Ⅵ）における断面平均流速と 4 時間前の風速をプロットしたものが図-3.33 である。図中にはデータから求めた回帰曲線も示している。なお、ここでは各期間において明らかに傾向の異なる数個のデータについては除外した。風速が 10m/s よりも大きく、流速分布が安定している状態においては、流速は風速のほぼ 2 乗に比例する結果となった。この結果より風速-流速比を求めると、風速 10m/s において流速は風速の 2.13%、15m/s の場合は 3.26% となり、流速分布の安定な状態における流速は、風速の増加に伴い急激に増大することが推測できる。

図-3.33 には、3.3.2 で示した 98 年夏に計測された結果をあわせてプロットしている（図-中●印）。これらの結果は、98 年夏の観測結果のうち、観測地点付近を通過した台風 9805 号と、直後の台風 9807 号の荒天時に計測されたものである。これらの結果は、沿岸方向流速と風速は 2 時間の時間遅れで高い相関を示すことから、2 時間前の風速と流速を対応させている。98 年の結果は、99 年の観測結果より求められた回帰曲線よりも全て流速が大きくなる傾向を持ち、数十 cm/s 程度の差がある。98 年の計測点は、波浪・風の条件により碎波帯の内側または外側となる位置で、台風の影響下では碎波帯内に存在したと推測される。98 年の計測結果の多くで、有義波高が水深の 30～40% に達する高波浪条件であることから、波高の増大に伴う海面抵抗の増加や碎波に伴うせん断応力の付加などの要因が、流速値増加の原因の一部と考えられる。

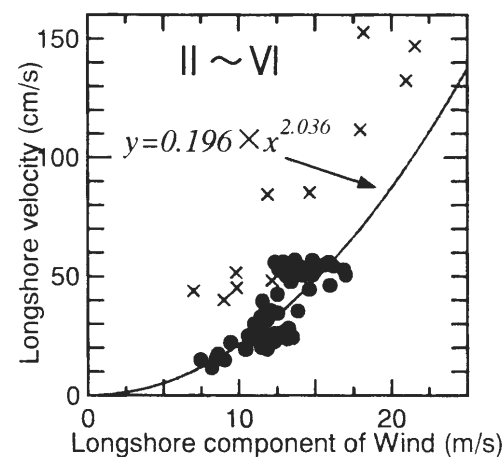


図-3.33 強風時における沿岸方向流速と風速の関係

3.4 結 語

本章では、冬季日本海沿岸および夏季太平洋沿岸において行われた流動場に関する現地観測結果より、それぞれの沿岸における流動特性、特に強風・高波浪が来襲する荒天時における外力と流れの関連について考察を行った。以下に主な結果を示す。

（冬季日本海沿岸における現地観測結果より）

- 冬季日本海では北または北西からの強い季節風と、それに伴う高波浪が卓越する。沿岸付近の流れは、沿岸方向については海上風の沿岸方向成分に大きく影響を受け、岸側、沖側の区別なく観測領域全体で同様の流速変動を示した。
- 岸沖方向流速については、海上風の岸方向成分と有義波高と高い相関を持ち、水深 10m 未満の浅い領域では、強風・高波浪の来襲時に大きな流速を持った沖向き流れの発生が見られた。しかし、水深 15m～20m の領域では、沖向き流れの発生は確認できず、流速もかなり小さい。
- 各月ごとに平均化された流速から、沿岸方向には海上風の影響を受けて東向きが卓越し、岸沖方向については、浅い領域では沖方向、深い領域では微弱ながらも岸方向が卓越方向となった。また、港湾構造物の影響がかなり広い範囲に及ぶことが明らかとなった。
- 強風・高波浪時に発生する沖向き流れのピーク流速は、風速・波高の増大に伴いピーク流速は急激に増加する結果となる。また、沖向き流れの発生原因として、Shear wave 理論などとの比較を行った結果、碎波帯内の沿岸方向流速の卓越周波数が、理論と比べてかなり大きいことから、ここで観測された沖向きの流れは、従来離岸流を含めた循環流として捉えられているものではなく、「海面勾配と海面でのせん断応力のアンバランス」を発生要因とするものであると考えられる。
- 流速の鉛直分布を岸沖方向に比較した結果、沿岸方向成分は荒天時の最盛期から減衰期において多少の違いが見られるものの、ほぼ同じ傾向をもって流速は変動しており、岸沖方向成分については、浅い領域では沖向き流れの発生が特徴的であり、深い領域では小さな流速での変動を持つのみであった。

（夏季太平洋沿岸における現地観測結果より）

- 太平洋沿岸では、海上風・波浪の他に、潮流や海流などの長周期成分が沿岸付近の流動に影響している。気象条件が平穏な時期には、全流動に対する潮流の相対的な寄与が目立つが、台風時などの荒天時には、風に起因する流れ場の影響が相対的に増大する。
- 流速の沿岸方向成分は、海上風の沿岸方向成分と高い相関を示し、この関係は碎波帯近傍、外側の位置に関係なく変化しない。岸沖方向については、碎波帯近傍では荒天時に沖向き流れの発生が見られ、沖側においてはコリオリ力の影響が認められた。
- 台風来襲時において、碎波帯の中に位置していると思われる測点での沿岸方向流速が、海上風の沿岸方向成分の数%に収束する結果が得られた。波浪の影響が色濃い碎波帯内においても、海上風の影響が一定以上の規模で存在することが示された。
- 沿岸方向流速の鉛直分布は、海上風の変動に対応した挙動を示し、風向・風速の転換時には流速分布にばらつきが見られるが、数時間の後には安定した流速分布が形成される。海上風の変動は、比較的短時間のうちに流速分布に反映されることがわかる。
- 流速分布と流速値が安定している時期の沿岸方向流速は、風速のほぼ 2 乗に比例する結果となり、風速の増加に伴い流速が急速に増大する結果が示された。また、荒天時に碎波が生じている地点での結果は、上記の結果をさらに上回る流速値となった。定常状態を仮定して求められた海面抵抗係数も、従来海洋で得られた結果よりも大きな値となり、浅海域では、水深の減少、波高の増大などの影響を考慮する必要がある。

参考文献

- 1) 堀川清司：新編 海岸工学，東京大学出版会，p.231，1991.
- 2) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart : Radiation stress in water wave, a physical discussion with apprication, Deep Sea Research, Vol.11, pp.529-562, 1964.
- 3) Shepard, F.P. and D.L. Inman : Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction, Trans. AGU, Vol.3, No.2, pp.196-212, 1950.
- 4) 佐々木民雄：海浜流系の構造に関する野外研究，東京大学学位論文，1974.
- 5) 堀川清司，佐々木民雄，堀田新太郎，桜本弘：海浜流に関する研究(第2報)－海浜流の現地観測－，第21回海岸工学講演会論文集，pp.347-354，1974.
- 6) 山下隆男・吉岡 洋・路 明・加藤 茂：砕波帯内の海浜流，波浪場の ADCP 観測，海岸工学論文集，第44巻，pp.361-365，1997.
- 7) 山下隆男・加藤 茂・路 明・安田孝志・飯野智彦：ADCP による長期連続観測した海浜流とその強風，波浪応答特性，海岸工学論文集，第45巻，pp.201-205，1998.
- 8) Yamashita, T., H. Yoshioka, S. Kato, Lu Ming and T. Shimoda : ADCP observation of nearshore currents structure in the surfzone, Proc. 26th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 787-800, 1998.
- 9) 安田孝志・加藤 茂・岩田 宏・佐藤慎司：砕波帯沖合い流れの特性とその成因について，海岸工学論文集，第43巻，pp.366-370，1996.
- 10) 安田孝志・加藤 茂・十二正義・山下隆男：強風浪下の沖合い流れの3次元構造と発生機構，海岸工学論文集，第44巻，pp.426-430，1997.
- 11) 佐藤慎司：強風と高波により発達する沿岸域の大規模流れに関する研究，海岸工学論文集，第43巻，pp.356-360，1996.
- 12) 田中茂信・佐藤慎司・川岸眞一・石川俊之・山本吉道：石川海岸の沖合における漂砂機構，海岸工学論文集，第43巻，pp.551-555，1996.
- 13) 加藤 茂：風と波によって形成される広域海浜流の3次元モデルに関する研究，岐阜大学学位論文，1999.
- 14) 八木 宏・日向博文・田岡幸司・久木幸二・灘岡和夫：短波海洋レーダに基づく冬季日本海能登半島沖の流況解析，海岸工学論文集，第45巻，pp.416-420，1998.
- 15) Bowen, A.J. : Rip currents 1. Theoretical investigations, J. Geophys. Res., Vol.74, No.23, pp.5467-5478, 1969.
- 16) 日野幹雄：海浜流系の発生理論，土木学会論文報告集，第225号，pp.17-29，1974.
- 17) Oltman-Shay, J., P.A. Howd and W.A. Birkemeier : Shear instabilities of the mean longshore current. 2. Field observations, J. Geophys. Res., Vol.94, pp.18031-18042, 1989.
- 18) Lippmann, T.C., T.H.C. Herbers and E.B. Thornton : Gravity and shear wave contributions to nearshore infragravity motions, J. Phys. Oceanogr., Vol.29, pp.231-239, 1999.
- 19) Miles, J.R., B.G. Ruessink, A.G. De Boer, P.E. Russell, E.B. Thornton and D.A. Huntley : Shear wave and edge wave distribution on a barred beach, Proc. 27th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, Vol.2, No.221, 2000.
- 20) 加藤一正・柳嶋慎一・磯上知良・村上裕幸：波による汀線付近の水位上昇量－波崎海洋研究施設における現地観測，港湾技術研究所報告，第28巻 第1号，pp.3-42，1989.
- 21) Keulegan, G. : Wind tides in small closed channels, J. Res. Nat. Bur. Stand, Vol.46, pp.358-381, 1951.
- 22) Wu, J. : Laboratory studies of wind-wave interactions, J. Fluid Mech, Vol.34, pp.91-111, 1968.
- 23) 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久：吹送流に関する風洞実験，港湾技術研究所報告，Vol.22 No.2, pp.127-174，1983.
- 24) 加藤 茂・山下隆男・伊藤政博・三島豊秋：風による広域海浜流の発生機構と平面分布特性，海岸工学論文集，第46巻，pp.431-435，1999.
- 25) 柳 哲雄：沿岸海洋学，p.19，恒星社厚生閣，1994.
- 26) 加藤 茂・山下隆男・安田孝志・三島豊秋：高次乱流モデルとローラー型砕波モデルとを援用した海浜流の3次元数値解析，海岸工学論文集，第45巻(1)，pp.191-195，1998.
- 27) Madsen, O.S. : A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer, J. Phys. Oceanogr., Vol.7, pp.248-255, 1977.
- 28) Ekman, V.W. : On the influence of earth's rotation on ocean currents, Ark. Math. Astoron. Fys., Vol.2, pp.1-53, 1905.
- 29) 本多忠夫・光易 恒：吹送流に関する風洞実験，海岸工学論文集，第27巻，pp.90-93，1980.

第4章 荒天時に発達する沿岸海域の 吹送流場の海水流動に関する研究

4.1 概 説

前章で示した現地観測結果より、荒天時に沿岸海域の広い範囲にわたって形成される吹送流が、沖浜帯のみならず、砕波帯近傍を含めた外浜帯における流動場にも、影響を与えることが明らかとなった。吹送流場は風域場に対応した広い領域で発生し、従来砕波帯内に限定されてきた波浪流に比べて影響範囲が非常に広い。従って、波浪流と吹送流からなる海浜流場の影響も、従来に比べて広範囲にわたることが想定されるので、本研究では、波浪、海上風の影響を受けて沿岸海域で広範囲に形成される流れを“広域海浜流”として取り扱う。この流れは、沖合の海流と、海岸付近の海浜流との中間領域に形成される流れであり、砕波帯内の流動（いわゆる海浜流）に対してはその沖側境界条件となる。また、広域海浜流は海岸波浪と共に沿岸海域での物質輸送や漂砂の主外力となるため、その流動特性や海岸波浪との相互作用の力学を把握することは、沿岸海洋環境の予測、海岸域の開発、防災等、海岸管理技術の進展に極めて重要な研究である。

広域海浜流を構成する要素として重要な役割を持つ吹送流については、大気と海洋の相互作用の観点から、風洞付き水路・水槽を用いた実験、現地観測、数値モデルを用いた研究が、海洋学の分野を中心に数多く行われている^{2),3),4)}。

吹送流に関する先駆的な実験を行ったのは Keulegan⁵⁾であり、風洞水路を用いた実験より、水表面の平均流速 u_s と風速 W の比を平均流速に基づく Reynolds 数と関連づけた。

$$\frac{u_s}{W} = f\left(\frac{u_s H}{\nu}\right) \quad (4.1)$$

ここに、 H は水深、 ν は動粘性係数である。

実験結果より Keulegan は、Reynolds 数が 1000 を越えると流速・風速比が一定に近づき、その値が約 3.3%であることを示した。この値は海面でのせん断力を表すバルク公式を用いて、推算された比率にほぼ等しい。すなわち、大気側から海面へのせん断応力と海面側から大気へのせん断応力が等しいとすると、次式のようなになる。

$$\tau = \rho_a C_D W^2 = \rho_w C_D' U^2 \quad (4.2)$$

ここに、 ρ_a, ρ_w はそれぞれ空気および海水の密度、 W, \bar{u} は風速および鉛直平均流速である。

大気と海洋の境界層が相似で、互いの抵抗係数 C_D, C_D' が等しいとすると

$$\frac{U}{W} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} \cong 0.035 \quad (4.3)$$

流速・風速比は上式で表され、その値は約 3.5%になる。

式(4.2)では、大気－海面間のせん断応力を風との関係のみから考慮しているが、実際には風に起因する応力と波に起因する応力を考える必要がある。風に起因する応力は、上に示すように海上風の風速の2乗に比例する形で与えられるもので、全て流れの生成に寄与する。一方、波に起因する応力は、砕波によって流れへと変換され、砕波しない場合には、波の質量輸送（ストークスドリフト）として流れ成分を発生させる。前者は砕波せん断応力として扱うことができ、後者は質量輸送速度で表示される。ただし、波の質量輸送には風の影響は考慮されておらず、波動運動に伴う水位変動のみで記述される。

$Wu^6)$ は空気と水の界面における相互作用を抵抗特性の面から検討し、風速の増加に伴って表面流速も

増大し、砕波が始まる時点での両者の比は 4.8%であるとの結果を得た。また、Wu⁷⁾は吹送流を風に起因するもの（wind-induced）と波に起因するもの（wave-induced）に区別し、波に起因する流れが風による流れと同様か、それ以上になることを示している。これは、波による質量輸送速度（ストークスドリフト）に関係するものであり、Weber⁸⁾も吹送流速に対する風の寄与と波の寄与がほぼ同程度となることを指摘している。なお、波による質量輸送に関連する波動運動の波高、周期は、実際には波浪の発達過程によって異なる(スペクトル形が変化する)が、これらの研究成果においては、固定された波浪条件下での質量輸送速度のみが考慮されている。

吹送流は、海面上を吹く風の応力により起こされた流れであり、風の海面応力の測定が様々な方法で行われ、海面における運動量交換に関する考察が進められてきた。海面での応力を測定するには、海面近くの風速の乱れ成分（流れ方向および鉛直方向）を測定し、レイノルズ応力を見積もれば良い。

海面近傍の気流の乱れには、Reynolds 応力(wind-induced stress)と波形の凹凸に依存する変動成分が作る応力(wave-induced stress)がある。海面近傍（境界層）では wave-induced stress が強く、海面からの高度が増すにつれ、Reynolds 応力(wind-induced stress)が強くなる。一般に高度 10m では Reynolds 応力(wind-induced stress)が支配的であるので、ここでの気流の乱流応力を海面せん断応力と定義する。しかしながら高度 10m での Reynolds 応力の強さには、波浪は粗度として寄与するので、全く波浪成分の無い「滑面」状態と波浪が発達して粗度が増した状態では、バルク公式で表示した抵抗係数は当然異なる結果となる。つまり、単に風速の大小だけではなく、波浪の粗度としての作用を何らかの形で考慮する必要がある。波浪の粗度としての作用には、海面の小さな凹凸（リップル）による粗度効果があるが、このスケールでの砕波によって風のエネルギーは流れへと伝達されると考えられるので、このリップルスケールの粗度は流れを生成するのに寄与していると考ええる。海面抵抗係数に関する海洋での観測値と水槽での実験値がよい一致を示すことが知られているが、これは上述のように、海面での抵抗が波浪本体のスケールよりも、先に示したリップルスケールにより強く依存していることを示しており、従来波と応力に関する検討がなされている^{9),10)}。また、砕波による風エネルギーの流れへの伝達は、強風時に波浪本体が砕ける、いわゆる白波砕波（white-cap breaking）によっても生じる。白波砕波により、波のエネルギーが流れへと変換されるため、吹送流が更に発達することになる。白波砕波の起こり易さは風速と、波の波形勾配によって決まると考えられるので、浅海域での波浪ほど白波砕波を起こし易くなり、吹送流は浅海域ほど発達し易い傾向を持つことになる。

いずれにしても、海面せん断応力を推定するには、高度 10m の風速データとその近傍での波浪条件が必要である。しかしながら、実際の海面において、風速に関する乱れの測定、特に鉛直風速変動成分を計測することは容易ではないので、通常は TDM(turbulence dissipation method)または風速の鉛直分布を測定する方法が用いられる。測定された海面での応力は、代表量を用いたバルク公式により整理される。これは、流れが乱れていてレイノルズ数が非常に大きく、加えて底面が流体力学的に粗であれば、摩擦抵抗は流速の 2 乗に比例することに基づくものであり、海面上の風の応力を海面上 10m の風速を代表量として表現する方法が一般的である。この式中には、海面抵抗係数が導入され、これまでの観測や実験から海面抵抗係数に関する実験式等が数多く作られている¹¹⁾。これらの値の多くは $C_D=0.001\sim 0.002$ の間に多く分布する傾向を示すものの、結果にかなりのばらつきがある。これは、境界面としての海面の取扱いの難しさを表すもので、境界面が風と独立には存在しないことが関連している。

海面に作用する風の応力は、風が海側に与える運動量フラックスを表し、流れ、波が持つ運動量として取り込まれる。これら風、流れ、波の影響および相互作用に関して、上記に示すような数多くの研究が行われているが、最終的には海面抵抗係数の中に全てが集約されているため、その正確な評価は容易ではない。さらに本研究で対象としている比較的水深の浅い海域においては、浅水化に伴う波形勾配の増大や、海底摩擦に及ぼす波浪の影響が問題となるため、風による沿岸海域の流動場は波浪の影響を抜きにしては検討できない。

本章では、現地観測より得られた平均流速場と風速の計測結果から、沿岸海域での海面抵抗係数と風速の関係について検討を行う。さらに、3次元数値モデルを援用して、荒天時に発達する沿岸方向の流動場の流動特性、ならびに浅海域での海面抵抗係数の取扱いについて考察する。

4.2 現地観測結果より得られた海面抵抗係数と風速の関係

本節では、現地で計測された流速と海上風速との関係から、海面抵抗係数を推定し、浅海域における風の流動場への影響について考察する。

海面抵抗係数 C_D の計算に当たっては、第 3 章で示した現地観測結果のうち、日本海側および太平洋側において実施された ADCP による平均流速分布の計測結果を使用する。海面抵抗係数 C_D は、以下の方法により推定する。

ここでは深さ一様の直線状の海岸線を持つ海域を想定し、次の基礎式を考える。なお、 x 軸を沿岸方向、 y 軸を沖方向とする。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f v = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + K_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + f u = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + K_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (4.6)$$

ここに、 x 軸を沿岸方向(流速成分 $u(x, y, z; t)$)、 y 軸を沖方向(流速成分 $v(x, y, z; t)$)、 η は平均海面、 g 重力の加速度、 f コリオリパラメーター、 K_x, K_y をそれぞれ x, y 方向の渦動粘性係数と定義している。

海面 ($Z=0$) に働く風の応力と、海底 ($Z=-h$) に働く海水の応力を次式で与える。

$$\tau_x = (\rho K_z \partial u / \partial z)_{z=0} \quad \text{海面 (x 方向)} \quad (4.7)$$

$$\tau_y = (\rho K_z \partial v / \partial z)_{z=0} \quad \text{海面 (y 方向)} \quad (4.8)$$

$$\tau_{bx} = (\rho K_z \partial v / \partial z)_{z=-h} \quad \text{海底 (x 方向)} \quad (4.9)$$

$$\tau_{by} = (\rho K_z \partial v / \partial z)_{z=-h} \quad \text{海底 (y 方向)} \quad (4.10)$$

次に、運動は岸に平行な方向には一様であると仮定し、流れ場は定常状態であるとする。すなわち、沿岸方向に一定の風が連続し、摩擦が働いて定常状態に達した場合の鉛直平均場を想定すると、鉛直平均流速 \bar{u} を用いて、基礎式は次のように変形される。

$$\tau_x - \tau_{bx} = 0 \quad (4.11)$$

$$f \bar{u} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y - \tau_{by}}{\rho h} \quad (4.12)$$

x 軸方向の基礎式は、海面と海底面におけるせん断力の釣り合いの式となる。海面および海底面における応力を次式のバルク公式で近似することにより、 C_D を推算することができる。

$$\tau_x = \rho_a C_D \overline{W_x}^2 \quad (4.13)$$

$$\tau_{bx} = \rho_w C_f \bar{u}^2 \quad (4.14)$$

ここに、 ρ_a, ρ_w はそれぞれ空気および海水の密度、 $\overline{W_x}, \bar{u}$ は風速および鉛直平均流速である。

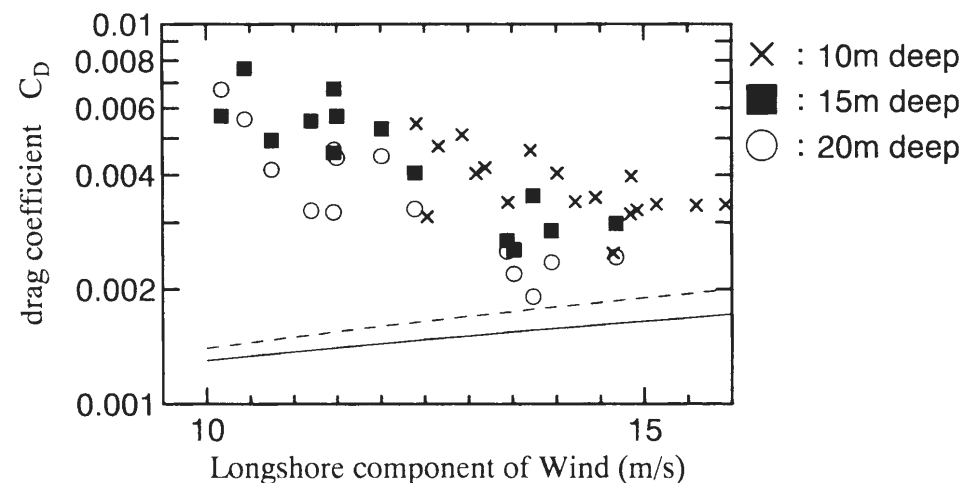
なお、海底面でのせん断力に関するバルク公式内における海底抵抗係数については、従来 $C_f=0.0026$ を与えることが多い。しかし、抵抗係数が一定の値をとるのは、Reynolds 数が非常に大きい場合であって、その場合でも底面の状態によって異なる値となる。ここでは、マニング則を適用することで、水深増減の影響を考慮した、抵抗係数 C_f とマニングの粗度係数 n の間には、次式の関係が成り立つ。

$$C_f = g n^2 / h^{1/3} \quad (4.15)$$

そこで、今回の解析に用いるデータのうち、最も水深の大きい測点 (St.09: 水深 20m) における抵抗係数を $C_f=0.0026$ と仮定して、マンニングの粗度係数を算定すると、 $n=0.0268$ となる。海域を対象としてマンニングの粗度係数を適用する場合、 $n=0.025 \sim 0.026$ 程度の値を用いることが多く、ここで算定された値も妥当な値と考えられる。マンニングの粗度係数を全域において $n=0.0268$ 一定として、式(4.15)から計測地点での水深を考慮した形で海底抵抗係数を算出し、各計測点に対応する抵抗係数を用いて C_D の推定を行った。

上述の方法では、一定の風速場と定常な流動場を仮定しており、解析の対象とする観測データについても出来る限りこの仮定に近い状態のものを使用することとする。解析に使用したデータは、日本海側の2点 (St.9, St.11)、および太平洋側で 99 年に ADCP により観測された平均流速計測結果 (第3章参照) であり、荒天時に沿岸方向の流速が十分に発達している期間中で、かつ沿岸方向風速が 10m/s 以上のデータとした。その結果、解析対象となったデータは、日本海側: 1998 年 12 月 8 日~9 日、太平洋側: 1999 年 9 月 22 日~23 日である。

図-4.1 に、観測結果より推定された海面抵抗係数を示す。図中には、海洋での観測から得られた抵抗係数¹²⁾、および大湊波浪観測所の観測栈橋上において3次元超音波風速計により計測された結果より求められた抵抗係数¹³⁾を示す。これら2つの関係式から得られた値は、ほとんど差はなく $C_D=0.001 \sim 0.002$ の間に存在し、山下らの推定した値がわずかながら大きい程度である。それに比べて観測結果より推定された抵抗係数は、従来得られている値よりもかなり大きく、風速が小さい場合に抵抗係数が大きくなる傾向を持つ。従来の結果と異なるこの傾向は、抵抗係数の算定において定常状態を仮定していることにもよるが、浅海域で発達する吹送流場には、海洋等で得られている吹送流の発生・発達機構に加えて別の要因 (風速が小さくても大きな抵抗係数、すなわち比較的大きな流速を生み出す) が必要であると考えられる。また、計測点間で推定された抵抗係数の値を比較すると、水深が減少するに従って、同じ風速に対する抵抗係数値が増加している。3地点でのデータが存在する風速 12.5m/s 以上のデータについて比較すると、水深 20m の抵抗係数を基準として、水深 15m では約 25%増、水深 10m においては約 50%増の抵抗係数となる。



$$C_D = a + bW$$

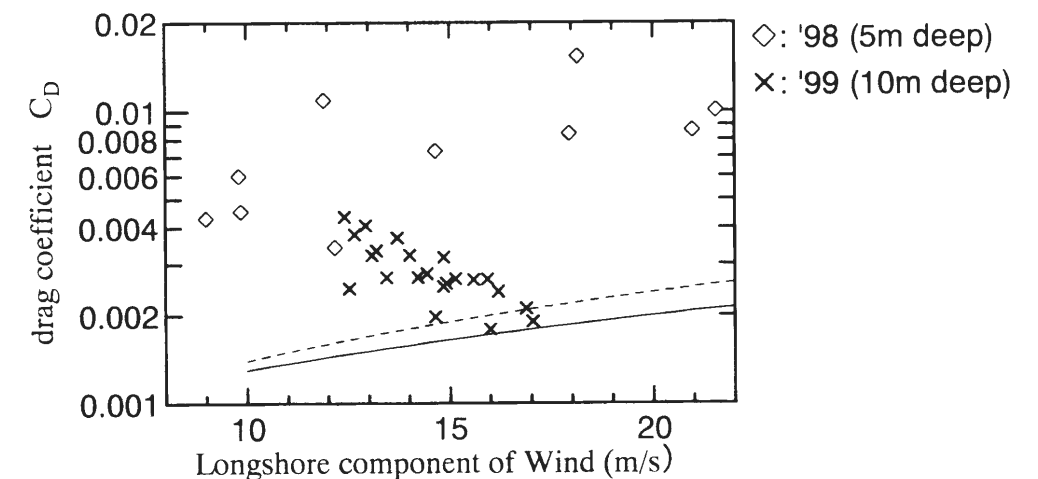
solid : Yelland & Taylor(1996) $a=0.6 \times 10^{-3}$ $b=0.07 \times 10^{-3}$
 broken : Yamashita et al. (2000) $a=0.4 \times 10^{-3}$ $b=0.1 \times 10^{-3}$

図-4.1 現地観測結果より推定された海面抵抗係数
(ADCP 計測結果 ×: 夏季太平洋岸, ■・○: 冬季日本海岸)

上記の3地点は、いずれも水深 10m 以上で砕波帯よりも沖側に位置していると考えられるが、太平洋岸で 98 年に観測が行われた地点 (水深 5m) は、荒天時には砕波帯内に位置する地点である。この 98 年の観測結果から、上記に示した方法で推定された抵抗係数と 99 年の結果を比較したものが図-4.2 である。図中には、図-4.1 と同じく従来の成果も示す。98 年の観測で、沿岸流速が発達し、強風が連続するのは、観測地点が台風の直撃を受けて期間であり、20m/s を越える強風に見舞われている。砕波帯内に位置すると思われる水深 5m 地点での抵抗係数が非常に大きな値となることは、砕波の影響がせん断力の付加として寄与する影響を、海上風によるせん断力の付加として評価されているためと考えられる。すなわち、波浪の影響が流速の発達に影響を及ぼすということである。同様に波浪の影響を考慮すると、砕波帯より沖側の3地点での抵抗係数が、水深減少に伴い増大する傾向については、波浪の浅水変形による波高の増大の影響が一種の形状抵抗の増加として作用した結果、風から海側へのエネルギー供給が増加していることが原因と思われる。

このような浅水域における波浪変形の影響については、高潮モデルの構築の際にも考慮する必要がある。高潮の数値シミュレーションを対象にする場合、風、波、流動場の相互作用が重要となる。風のエネルギーは流れよりも波浪の運動に対して効果的に伝達されるが、波浪が浅水域に侵入し、浅水変形を受けて波高が増大すると、風から波浪へのエネルギー伝達も増大するが、その一方で砕波が生じるようになる。この砕波により、波から流動場へのエネルギー変換が起こるため、水深の浅い領域での流動場が強化されるとするものであり、山下ら¹³⁾は砕波せん断力の導入を提案している。砕波せん断力の有無による影響を数値モデルで検討した例を図-4.3 に示す。このシミュレーションは、矩形の閉じた湾に、風速 20m/s の風が一樣に吹き続けた場合の平均海面の変化である。図より、砕波せん断力の考慮によって、湾奥部での高潮が大きくなる結果が得られており、波浪の影響を考慮しない高潮モデルでは考慮できなかった水位の増加を表現している。

以上、沿岸海域での流動場の評価には、沖合に比べて浅い水深、および浅水化に伴う波高の増大などを含めた形で考慮する必要があると考えられる。



solid : Yelland & Taylor (1996)
 broken : Yamashita et al. (2000)

図-4.2 現地観測結果より推定された海面抵抗係数
(ADCP 計測結果 夏季太平洋岸 ◇: 98 年観測, ×: 99 年観測)

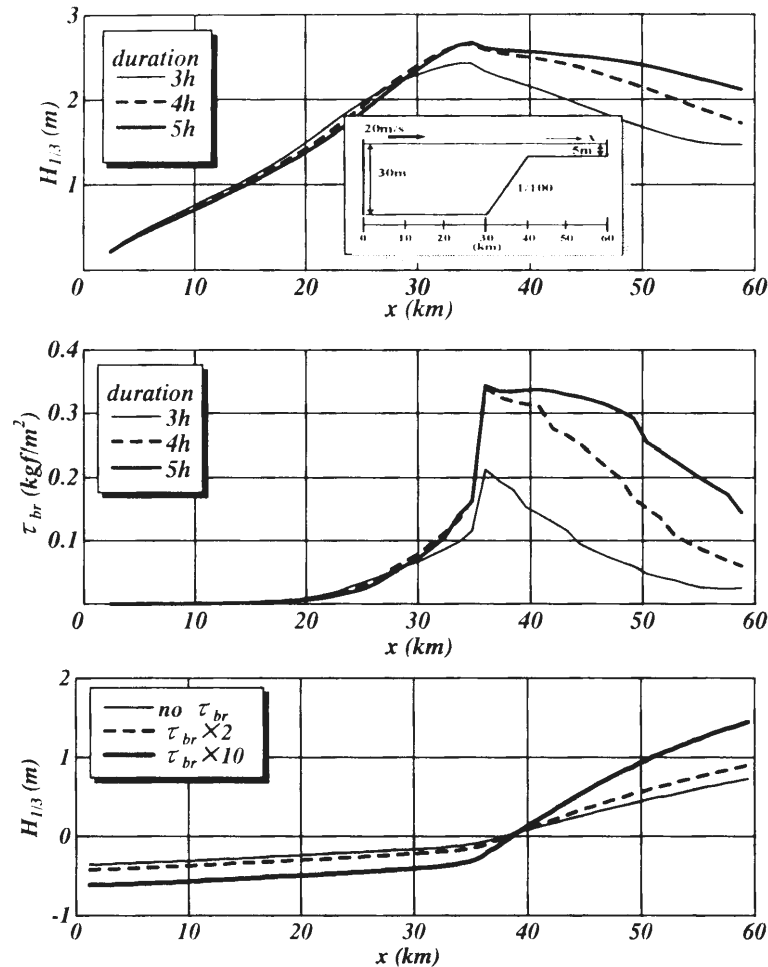


図4.3 高潮モデルにより計算された有義波高・碎波せん断力・平均海面の岸沖方向変化

4.3 荒天時に発達する吹送流場に関する数値シミュレーション

本節では、海浜流場を対象とした3次元数値モデルを用いて、荒天時に発達する流動場に関する数値シミュレーションを行う。最初に、数値モデルの概要を示し、その後にシミュレーション結果を示す。

4.3.1 数値モデルの概要

ここで用いた数値モデルは、加藤¹⁴⁾により構築された3次元広域海浜流モデルであり、次のような考えに基づいている。

加藤は現地観測結果の解析より、沿岸域の海浜流場を対象とする場合には、波浪のみによる考え方は不十分であり、特に強風・高波浪の共存する場においては、波浪流と吹送流とが流動場に対して同程度の寄与を持って混在しているとの認識から、吹送流の影響も海浜流形成における重要な要因であるとの結論を得た。そこで従来の海浜流に対する考え方を変えて、波浪流と吹送流を組み合わせた形での海浜流モデルの構築を行っている。それまでの既存の海浜流モデルは、海浜流の3次元構造の重要性から、2次元平面モデルから3次元モデル^{15),16)}へと移行しつつある。しかしながら、いずれのモデルも流動場の成因を波浪のみとするものであり、吹送流の海浜流形成に及ぼす影響を考慮したものは皆無であった。その中で、加藤が構築した3次元海浜流モデルは、波浪と風の影響を考慮した画期的な海浜流モデルである。

海浜流モデルの構築にあたり、加藤は海浜流（平均流）、波浪（碎波）、乱れについて、以下のような

考えを立脚点として、それらを結合したモデルを構築している。

波浪と風を考慮した海浜流モデルとして、風により生じる岸に平行な流れと、碎波による岸沖方向の流れの2つから海浜流が形成されるとして、駆動力に風によるせん断応力と碎波によるせん断応力を導入している。座標系には、海底地形や流速の鉛直分布の重要性を考慮する方法として、鉛直方向に σ 座標系を導入している。基礎式は、3次元 Navier-Stokes 方程式と連続式から、静水圧近似、流速の平均流速成分と乱れ成分への分離、および σ 座標系への変換を施し、以下の基礎方程式系を得ている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \sigma}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - f v \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_a}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) - Q_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(N_h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_h \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(N_z \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \sigma}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + f u \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_a}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) - Q_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\int_{\sigma}^0 \rho' d\sigma \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(N_h \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_h \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(N_z \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial u D}{\partial x} + \frac{\partial v D}{\partial y} + D \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad (4.18)$$

ここに、 u , v , w はそれぞれ x , y , z 方向の流速、 f はコリオリパラメーター、 ρ は水の密度、 p は圧力、 g は重力加速度、 D は全水深、 ζ は平均海面、 N は渦動粘性係数を表す。

碎波によるせん断応力の評価には、surface roller model を導入している。これは、碎波現象を波から流れへのエネルギー供給過程に発生する大規模渦（surface roller : SR）として捉え、この roller 内の減衰したエネルギーは全て平均海面上において、海面せん断応力として働くと考えるものである。通常、波から流れへのエネルギー供給としては、radiation stress を用いたものがよく使われるが、本モデルでは波浪モデルより、碎波による海面せん断応力を算定する。碎波によるせん断力は、式(4.16)に示すように碎波により減衰した単位長さあたりのエネルギー D_{iss} を、平均海面でのせん断応力として仮定し、SR 内の運動エネルギー E_r と関係づけられる。

$$\tau_{wave} = \frac{D_{iss}}{C} = 2\beta g \frac{E_r}{C^2} \quad (4.19)$$

ここに、 C は波速、 β は波形前面の勾配を表す係数である。

海浜流場は3次元的な流動特性を持つことが知られており、流動場の鉛直分布を特徴づける乱れ、すなわち鉛直渦動粘性係数の鉛直分布が重要となる。ここでは乱流モデルとして、近年地球流体のシミュレーションによく用いられている、Mellor and Yamada¹⁷⁾の2方程式系モデルが導入されている。このモデルは、Princeton Ocean Model¹⁸⁾において用いられているものであり、地球流体の分野では既に数多く用いられている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 D}{\partial y} + \frac{\partial w q^2 D}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right] + \frac{2K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + \frac{2g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \sigma} - \frac{2Dq^3}{B_1 l} + F_q \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial q^2 l D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 l D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 l D}{\partial y} + \frac{\partial w q^2 l D}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2 l}{\partial \sigma} \right] + E_1 l \left[\frac{K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + E_3 \frac{g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \sigma} \right] - \frac{D q^3}{B_1} \tilde{W} + F_l \quad (4.21)$$

$$F_\phi = \frac{\partial}{\partial x} \left(h A_H \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h A_H \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \quad (4.22)$$

$$\tilde{W} = 1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa L} \right)^2 \quad (4.23)$$

$$L^{-1} = (\zeta - z)^{-1} + (h - z)^{-1} \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \sigma} = \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} - c_s^{-2} \frac{\partial p}{\partial \sigma} \quad (4.25)$$

ここに、 D は全水深、 K_M は鉛直渦動粘性係数(=Nz)、 K_H は鉛直拡散係数、 A_H は水平拡散係数、 ϕ は q^2 と $q^2 l$ を表し、 K_q は乱れに対する鉛直拡散係数に相当する。また、 B_1 、 E_1 、 E_2 、 E_3 は実験により求められた定数であり、 κ はカルマン定数(=0.4)、 c_s は音の速さを表す。

以上、海浜流の平均流場モデル、波浪場（碎波）モデル、乱流場モデルの3つを連立させた形での海浜流モデルが構築され、これら3つのモデルは、流速、せん断応力、運動の長さスケールなどを通じて図4.4のように関係づけられる。

この海浜流モデルについては、現地海岸への適用性に関する検討がなされている¹⁹⁾。外力条件として与える風域場が、全領域において一様である影響もあり、細部では現地の流動とは一致しない部分が残る。しかしながら、海浜流場の全体的な変化の傾向は表現できており、風と波浪の影響がモデル内で適切に考慮されるという結果を得ている。また、流速の平面分布に関する観測結果との比較から、以下の点が確認されている。

- 風の影響による沿岸流の発達、観測結果同様に岸近くにおいても確認できる
- 冲向き流れの発生時は、沿岸方向の流動が弱まり、碎波帯内での波浪流の影響が強くなる
- 冲向き流れの後には、領域全体において沿岸方向の流動が強まり、海浜流場が風の影響を強く受けるようになり、安定した海浜流場が形成される

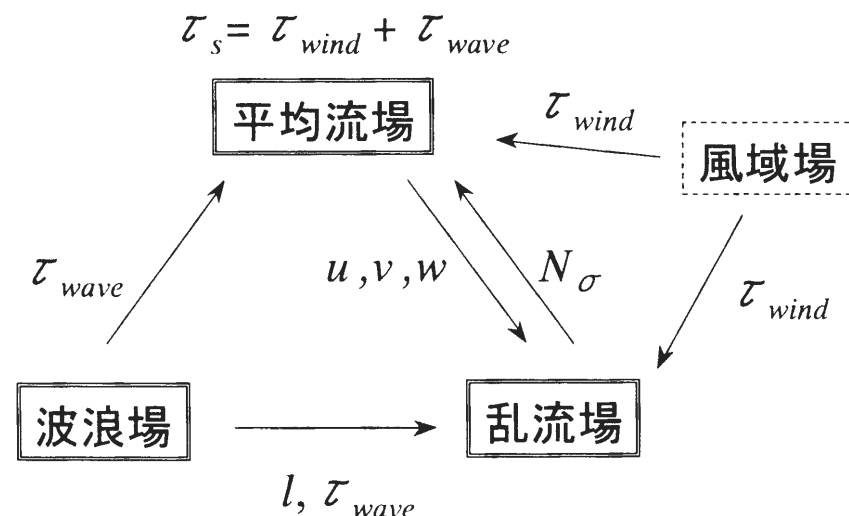


図4.4 3次元海浜流モデルを構成するモデル間の関係

4.3.2 浅海域における吹送流場の数値シミュレーション

現地海岸への適用性が確認された3次元海浜流モデルを用いて、強風・高波浪が来襲する荒天時に沿岸方向に発達する流動場に関する数値シミュレーションを行う。シミュレーション結果より浅海域で発達する流動場の基本的な特性、および観測結果との比較検討から、海面せん断応力（抵抗係数）の岸沖方向分布、流速の発達過程などについて考察する。

第3章にも示したように、荒天時に発達する沿岸方向の流動は、海上風との関連が強く、吹送流による影響が卓越していると考えられる。そこで、ここでは沿岸方向の流動のみを対象とし、外力として海上風の沿岸方向成分のみを考慮する。計算領域は図4.5に示すようであり、岸沖方向6500m、沿岸方向500m、水平格子幅は岸沖方向50m、沿岸方向100m、海底勾配1/100（沖側、岸側の平坦部を除く）、最大水深50m、最小水深5m、鉛直格子幅 $\Delta \sigma = 0.1$ である。海底勾配は、日本海側の現地海岸を想定した岸沖方向の勾配を与え、沿岸方向には一様とした。ここで対象とする流動場は沿岸方向に卓越した流れであるので、沿岸方向に一様な流れを仮定して、沿岸方向の計算領域は必要最小限とした。以下で使用する流速は、計算領域内中央の断面($y=250m$)における流速値である。沖側、および沿岸方向境界は開境界であり、境界内外の流速、水位は同じ値を与えている。岸側境界は閉境界で、陸地内の流速はゼロとした。計算の初期条件は静水状態である。

外力として与える海上風については、現地観測において荒天時に沿岸方向に発達した流れが計測された期間の風速変化を用いた。日本海側における観測では、4.2に示した期間中（1998年12月8日～9日）に発達した沿岸方向の流れ（流速50cm/s以上）が観測され、同時に毎正時における風速が計測されている。その期間中の風速変化を示したものが図4.6であり、図中に前節において海面抵抗係数が推定された期間も示す。この期間の風速変化は、ほぼゼロに近い値から急激に立ち上がり、途中若干弱まるものの、期間中最大風速に達した後、風速低下の緩やかな時期を経て、ゼロ付近の値となる。図4.6の下図は最大風速で無次元化した風速の変化であり、対象期間の風速変化を図中点線のように近似した。この近似曲線に基づいた風速変化を、シミュレーションの外力として領域に一様に与える（最大風速は計算開始13時間後）。図4.7は、最大風速15m/s、海面抵抗係数を領域全体で $C_D=0.0015$ で一定とした場合の、断面平均流速、第1層（表層）流速、第10層（底層）流速の時間変化を示したものである。いずれの結果においても、風速に対応した流速変化が見られ、流動場の発達が見られるが、現地観測結果のように最大風速の後に流速変化の少ない時期が続く様子は認められない。この点に関して、今回のシミュレーションで対象としている領域は10kmに満たない狭い領域であるが、冬季日本海で北西季節風が卓越する際には、かなり広い海域において風により駆動された流動場が形成されていると想像される。従って、風速がピークを下回った状態となっても、沖側を含めた広い領域で形成されている流動の影響を受けて、流速変化の少ない時期が形成されているものと考えられる。先に示した結果は、ある程度の理想化が施された条件下でのシミュレーション結果であるため、現地の現象を再現するには考慮しきれない部分もあるが、最大風速を過ぎた後（15時間前後）に流速変化の少ない時期があり、沿岸方向に発達した流動場が形成されている。計算開始15時間後に流速値がほぼ最大になり、その前後の流速がほとんど変化しない状況は、海面抵抗係数の与え方によらないことが予備計算の段階で確認されており、以後の検討においては、計算開始15時間後の流速を用いる。

図4.7に示すシミュレーションにおいては、海面抵抗係数を領域全体において $C_D=0.0015$ で一定としたが、従来の研究からも C_D には風速依存性のあることが知られている。次に、海面抵抗係数をYelland & Taylor¹²⁾の結果に従って、風速に応じて変化させた場合の計算結果を示す（図4.8）。なお、Yelland & Taylorによる風速と海面抵抗係数の関係式は風速3m/s以上を対象としているため、風速3m/s以下の場合については風速3m/sにおける抵抗係数をそのまま用いることとした。図には、計算された断面平均値、および第10層（最底層）の流速値と、水深15m地点を基準とした流速値の割合をそれぞれについて示している。また現地観測結果としては、海面抵抗係数推定期間中に観測された、日本海側でのADCP計測値（St.09：水深20m、St.11：水深15m）の断面平均値と、波高流速計の計測値（St.01：水深30m、St.10：水深15m）の範囲を示している。水深15mを基準とした流速の割合の算定には、

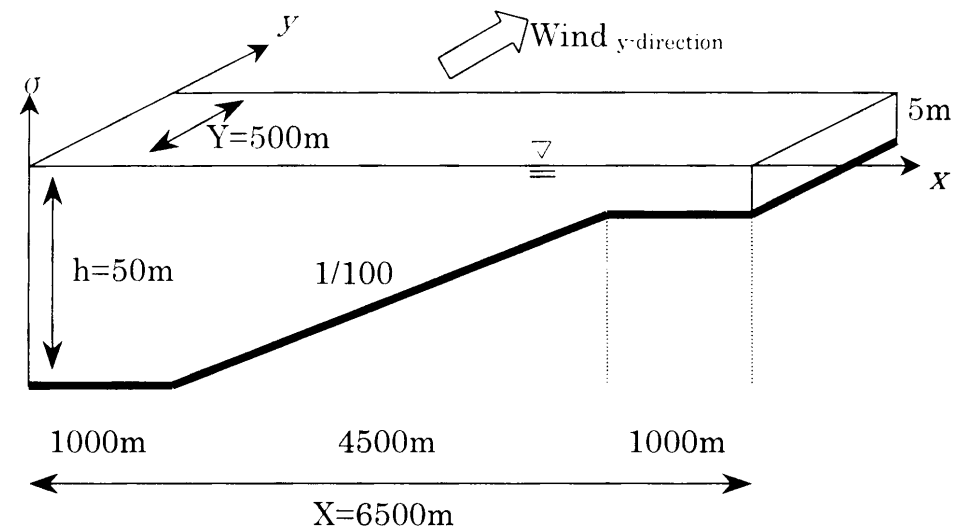


図-4.5 計算領域の概要

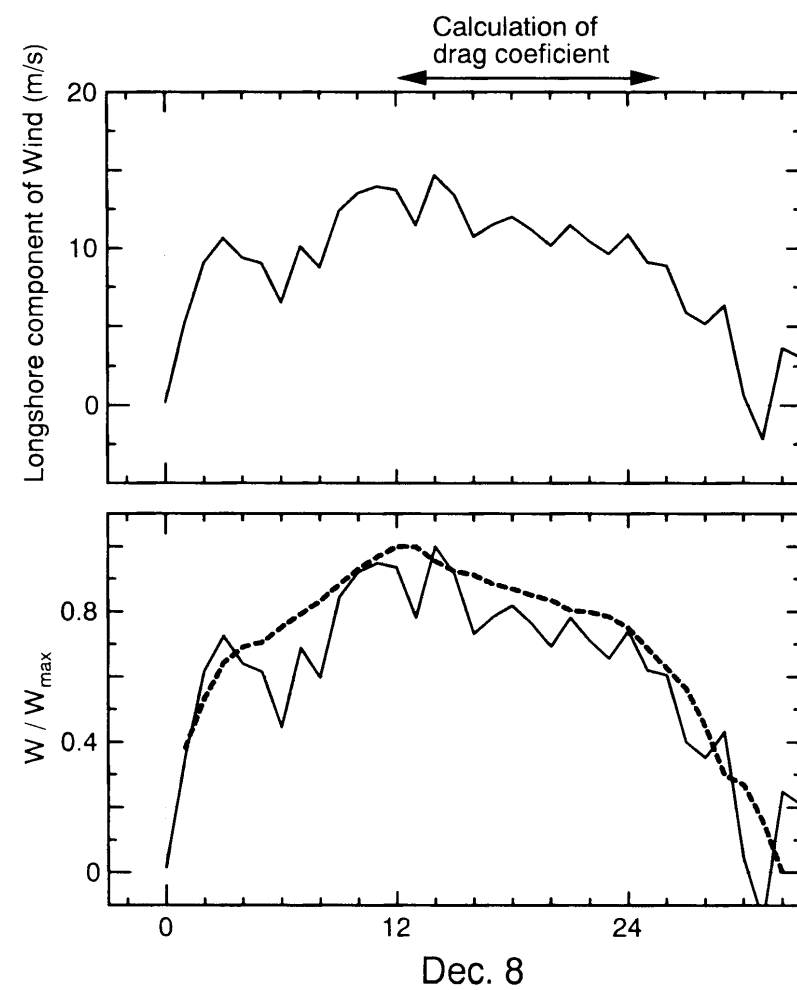


図-4.6 海面抵抗係数推定期間前後の風速変化

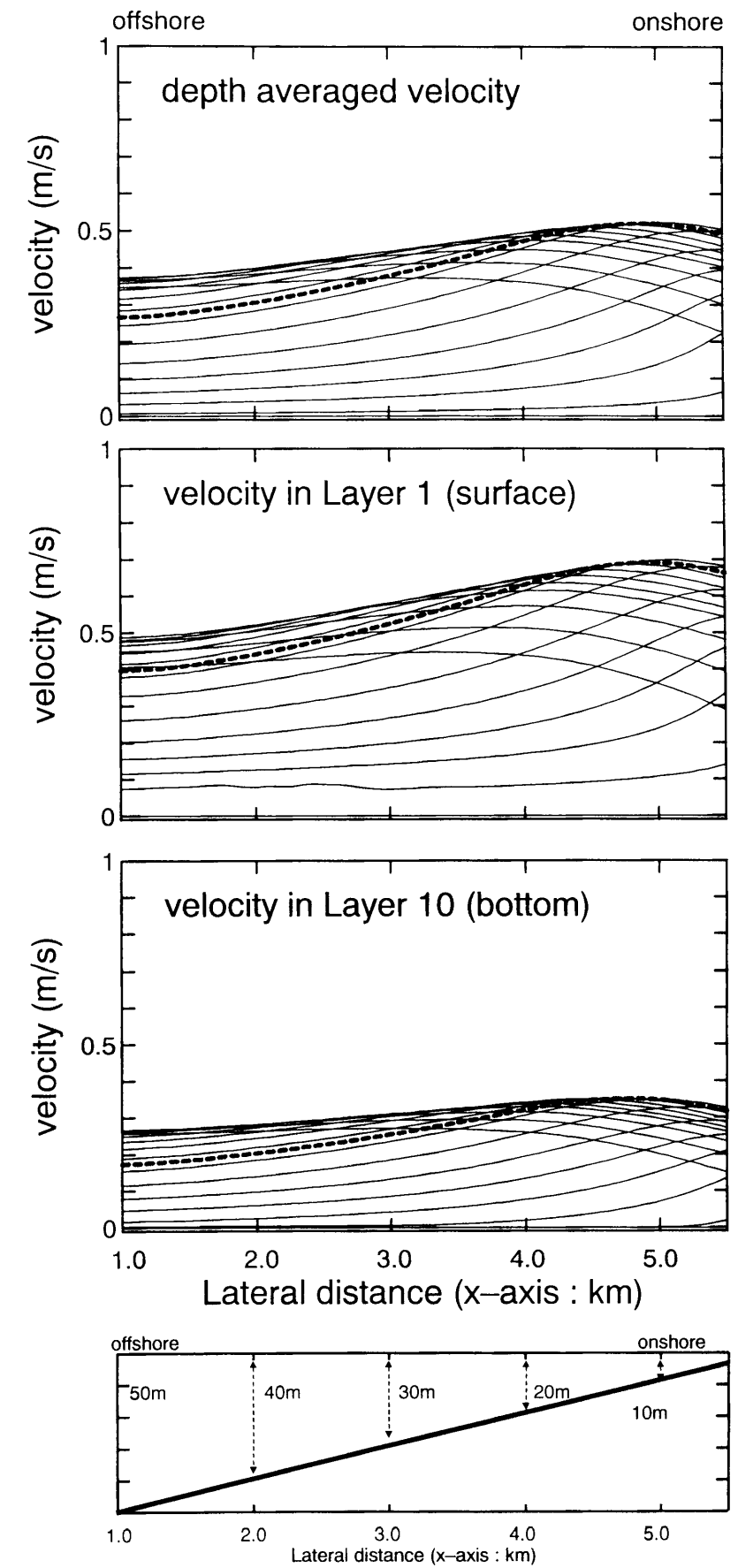


図-4.7 吹送流速の時間変化
(シミュレーション結果 計算開始より2時間毎 太線：15時間後)

対象期間中の平均流速を使用した（図中太線）。断面平均流速、底層流速を問わず、岸沖方向の流速の低減傾向がほぼ一致するのは興味深い結果であり、浅海域での吹送流場の発達には、水深変化の影響が何らかの形で関係していると想定される。

図中、太線で示された結果が、海面抵抗係数を Yelland & Taylor の関係式より求めた場合の流速値である。流速値に関しては、断面平均値、底層流速ともに観測結果の範囲内にあり、海洋に適用される海面抵抗係数により比較的良好な結果が得られている。これには対象とした計算領域が沿岸方向に地形的な変化がなく、上流側、下流側にも流れを遮るものがないため、流速が発達しやすい傾向を持つこととなり、その結果流速値が過大評価されることが可能性として考えられる。流速値についてはまずまずの一致を得たが、岸沖方向の流速の勾配については、観測結果とシミュレーション結果に開きがある。シミュレーション結果においても、水深が浅くなるに連れて流速が増加する傾向が確認されるが、現地ではさらに大きな流速勾配を持って流速強化が生じている。この流速勾配の差を是正するためには、海面抵抗係数の与え方に岸沖方向の勾配をつける必要がある。そこで、以下に示す2通りの方法で、Yelland & Taylor の関係式より算定された C_D に水深の変化、すなわち海底勾配に応じた勾配を与えた。

$$\textcircled{1} C_{D_{new}} = C_D \times (1 + (h_{max} - h) \times \alpha) \quad \alpha = 0.005, 0.01, 0.015, 0.02 \quad (4.26)$$

$$\textcircled{2} C_{D_{new}} = C_D + (h_{max} - h) \times \beta \quad \beta = 0.00003, 0.00005, 0.0001 \quad (4.27)$$

①の場合は、水深が 10m 浅くなると、抵抗係数は 5～20% 増しとなり、②の場合には 0.0003～0.001 の抵抗係数が追加されることになる。これらの結果についても図-4.8 に合わせて示しているが（①：点線、②細線）、②の場合には流速が過大となり検討の範囲を超えてしまう。①の場合、流速値についてはやや大きな値となるものの、現地観測結果に近い値を示す。しかしながら、①の場合の結果についても、岸沖方向の流速勾配については依然として勾配が小さいままである。すなわち、水深変化に比例した形で海面抵抗係数に岸沖方向の勾配を付加しても、現地観測で得られたような岸沖方向の流速勾配を表現するには至らない結果となった。

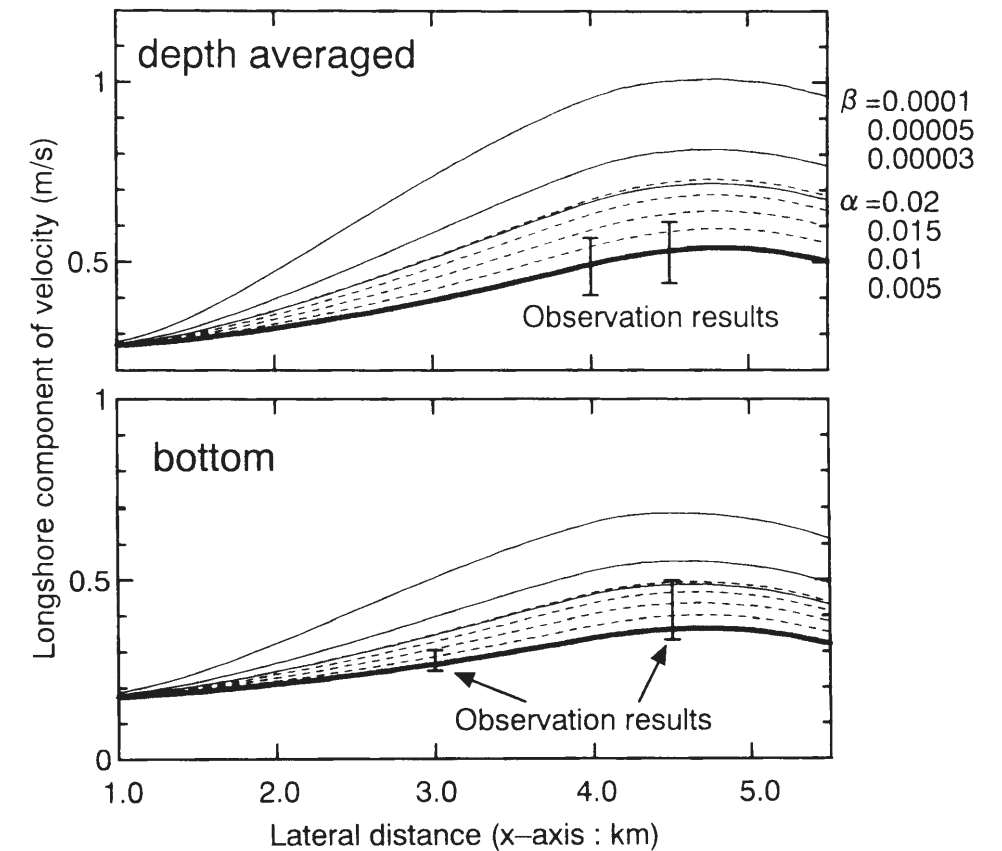
岸沖方向の流速勾配に関して、水深の影響があることは図-4.1 の観測結果からも明らかであり、水深変化に応じた形で海面抵抗係数にも岸沖方向の勾配を与える必要がある。前節での考察においては、吹送流速の発達に波浪の影響が関与する可能性が指摘されており、ここでも波浪の影響を考慮した形の海面抵抗係数を与えることにする。波が浅い水域に侵入してくると、次第に変形して波高、波長、波速が変化し、これは浅水変形（wave shoaling）として知られている。海面からの風のエネルギー伝達については、浅水変形に伴う波高の増大が形状抵抗の増大という形で強い関連を持つと考えられる。微小振幅波理論を適用した場合における波高の増大は、水深 h と微小振幅波の深水波の波長 L_0 との比が 0.01 よりも小さい範囲（水深が小さい領域）において、次式で近似できる²⁰⁾。

$$\frac{H}{H_0} \cong \left(8\pi \frac{h}{L_0} \right)^{-1/4} \quad \frac{h}{L_0} < 0.01 \quad (4.28)$$

ここで、深水波波長の算定においては、観測データの中で最も沖側に位置する St.01（水深 30m）における平均周期を使用した。式(4.23)より、各水深での波高の変化率（浅水係数 K_s ） H/H_0 が求められ、水深 50m における浅水係数（ K_{s50} ）に対する各水深での浅水係数（ K_s ）の割合を、海面抵抗係数の増加率として、Yelland & Taylor の関係式より算定された C_D に乗じた。

$$\textcircled{3} C_{D_{new}} = C_D \times (K_s / K_{s50})^\gamma \quad \gamma = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0 \quad (4.29)$$

同時に、 γ を 1.0～2.0 範囲で変化させたシミュレーションも行い、結果を図-4.9 に示す。断面平均流速は、全ケースにおいて観測結果よりも大きくなっているが、底層流速に関しては良好な再現となっている。岸沖方向の流速勾配については、水深に比例して海面抵抗係数を考慮した場合よりも改善されており、特に浅水係数の比率の影響を 2 乗とした場合には、かなり観測結果に近い状態となった。流速値で判断すれば $\gamma=1.0$ 程度が適当であり、流速勾配を考えると $\gamma=2.0$ が最も適当となる。ここでのシミュレーションは、単純化された理想的な領域を対象としており、流動場と外力としての風の関係にのみ着



bold : C_D from Yelland & Taylor
dot : $(Yelland \& Taylor) \times (1 + (h_{max} - h) \times \alpha)$
solid : $(Yelland \& Taylor) + (h_{max} - h) \times \beta$

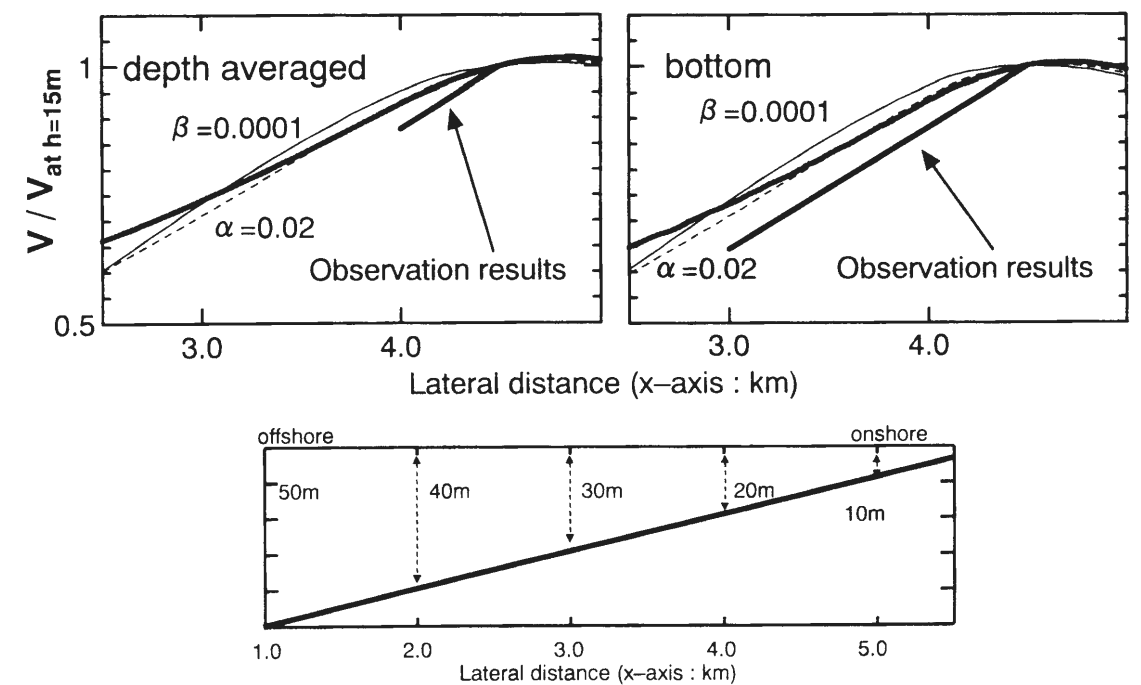
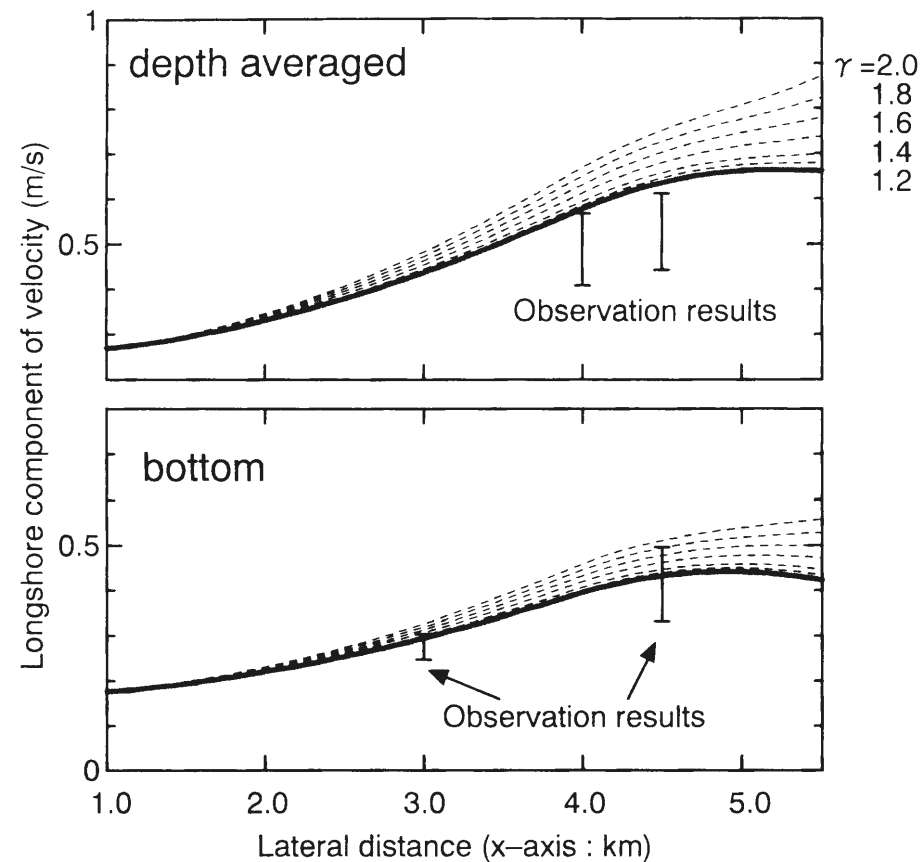


図-4.8 水深に比例して増加する海面抵抗係数を与えた場合の流速分布の変化（計算開始 15 時間後）



bold : $(Yelland \& Taylor) \times (K_s / K_{s50})^\gamma \quad \gamma = 1.0$
dot : $(Yelland \& Taylor) \times (K_s / K_{s50})^\gamma \quad \gamma = 1.2 \sim 2.0$

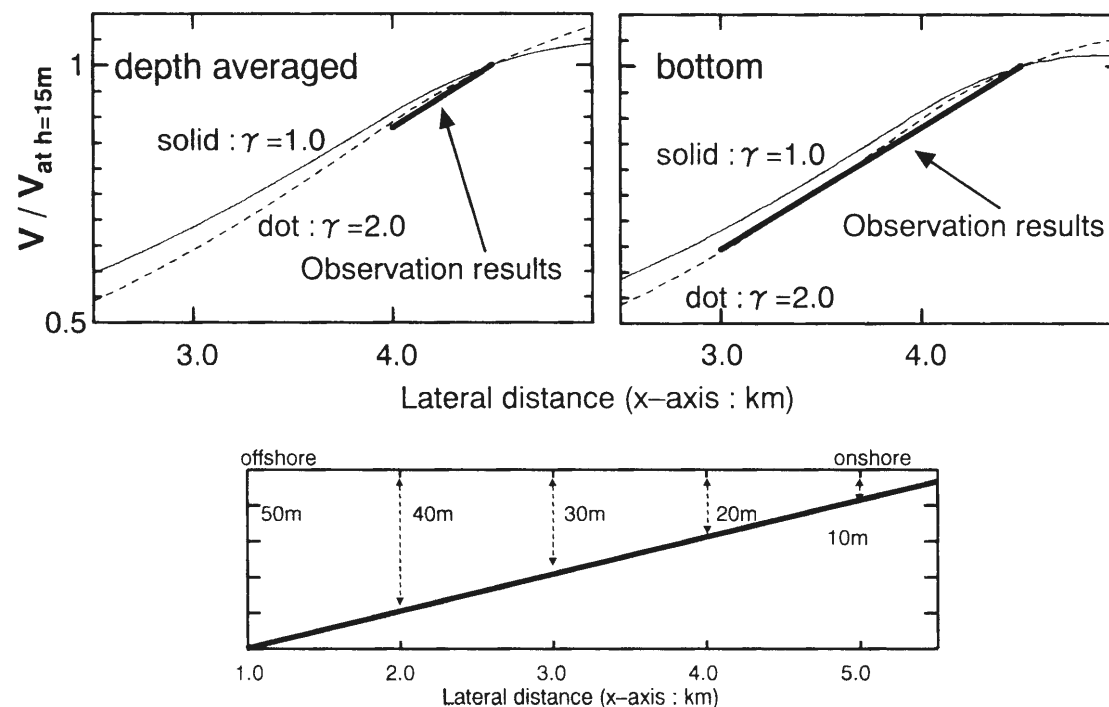


図-4.9 波高増大の影響を考慮した場合の流速分布の変化
(計算開始 15 時間後)

日したものであるが、浅水域での吹送流場の強化に関して、浅水変形に伴う波高の増大が見かけ上の海面抵抗係数の増加率として寄与することが示された。すなわち、浅海域での吹送流場を考える場合には、風の影響だけではなく、波浪の影響をも考慮する必要があることが確認できる。

また、ここで示した考え方が妥当であると仮定した場合、最も深い水深 50m 地点においても、30cm/s 弱の流速となっている。これは、今回のシミュレーションにおける境界条件が流速を過大評価する傾向があることを考慮しても、水深の大きな沖合海域において底質移動に顕著な影響を及ぼす程度の流速が生じることを示している。このことは、砕波帯外の広域の地形変形には、吹送流場の影響が強く関わることを示すものであり、波と風により形成される広域海浜流の重要性が指摘される。

4.4 風向変化および海底勾配の変化が 吹送流場に及ぼす影響に関する数値実験

吹送流の 3 次元分布特性を明確にしておくことは、広域漂砂特性を推定するためにはきわめて有効である。そのためには、前節で示した吹送流の定常場のみならず、風域の変化に対する流れの変化応答特性を明確にしておく必要があると考えられる。本節では、沿岸方向に発達する吹送流場に対して、海底勾配の変化および風向の変化が及ぼす影響について、前節で用いた数値モデルにより検討する。

4.4.1 海底勾配の変化の影響

海底勾配の変化は、図-4.10 に示す 4 種類を対象とした。勾配 1/100 のケースは前節における地形条件と同一のものであり、その他の 3 種については、最深部、最浅部の水深、岸沖距離を固定した状態で、斜面の部分についてのみ勾配を変更した。与える海上風の条件は前節と同じであり、海面抵抗係数の与え方については式 (4.29) を用い、 $\gamma = 1.0$ とした。

図-4.11 に、計算開始より 20 時間までの岸沖方向の流速分布（鉛直平均値）を、2 時間毎に表示した結果を示す。図中点線で示した流速分布は、計算開始後 15 時間後のものである。いずれの海底地形を対象とした場合においても、15 時間後前後に流速変化の少ない状態が確認される。従って、以後の検討においても、前節同様 15 時間後の計算結果を安定した流速分布が形成された状態として用いることとする。

いずれのケースについても、岸側での流速が大きくなる傾向を示しており、図-4.12 に計算開始後 15 時間後の流速分布を、水深で整理した結果を示す。全てのケースにおいて、同じ水深でほぼ等しい流速値となっていることが確認できる。また、水深 10m, 15m, 20m, 30m, 40m, 50m における流速の鉛直分布を示したものが、図-4.13 である。この結果においても、同じ水深における流速分布は海底勾配に関係なく、ほぼ同じ分布形状となっており、各断面の中間（第 3 層～第 8 層）にかけては、ほぼ直線状の流速分布形を示している。

吹送流の基礎方程式から、外力項をリストアップすると、次の 3 つが挙げられる。

- ①海面せん断応力項 : $\tau_s / \rho h = u_*^2 / h$
- ②海面勾配項 : $-g \partial \eta / \partial y$
- ③コリオリ項 : $f \bar{u}$

すなわち、基礎式中において、海面せん断応力は、水深で割った値が海面勾配やコリオリ力とバランスすることになる。

上に示した結果より、ここで対象としている沿岸方向の流動場は、流速値、流速の鉛直分布が水深で規定される結果となっていることがわかる。吹送流場に対する水深の影響については“(海面せん断応力) ÷ (水深)”の分布が関係する²¹⁾ことが指摘されており、図-4.14 に海面せん断応力と、直線的な流速分布となる第 3 層～第 8 層の流速勾配から算定したせん断力との比を水深で整理した結果を示す。水

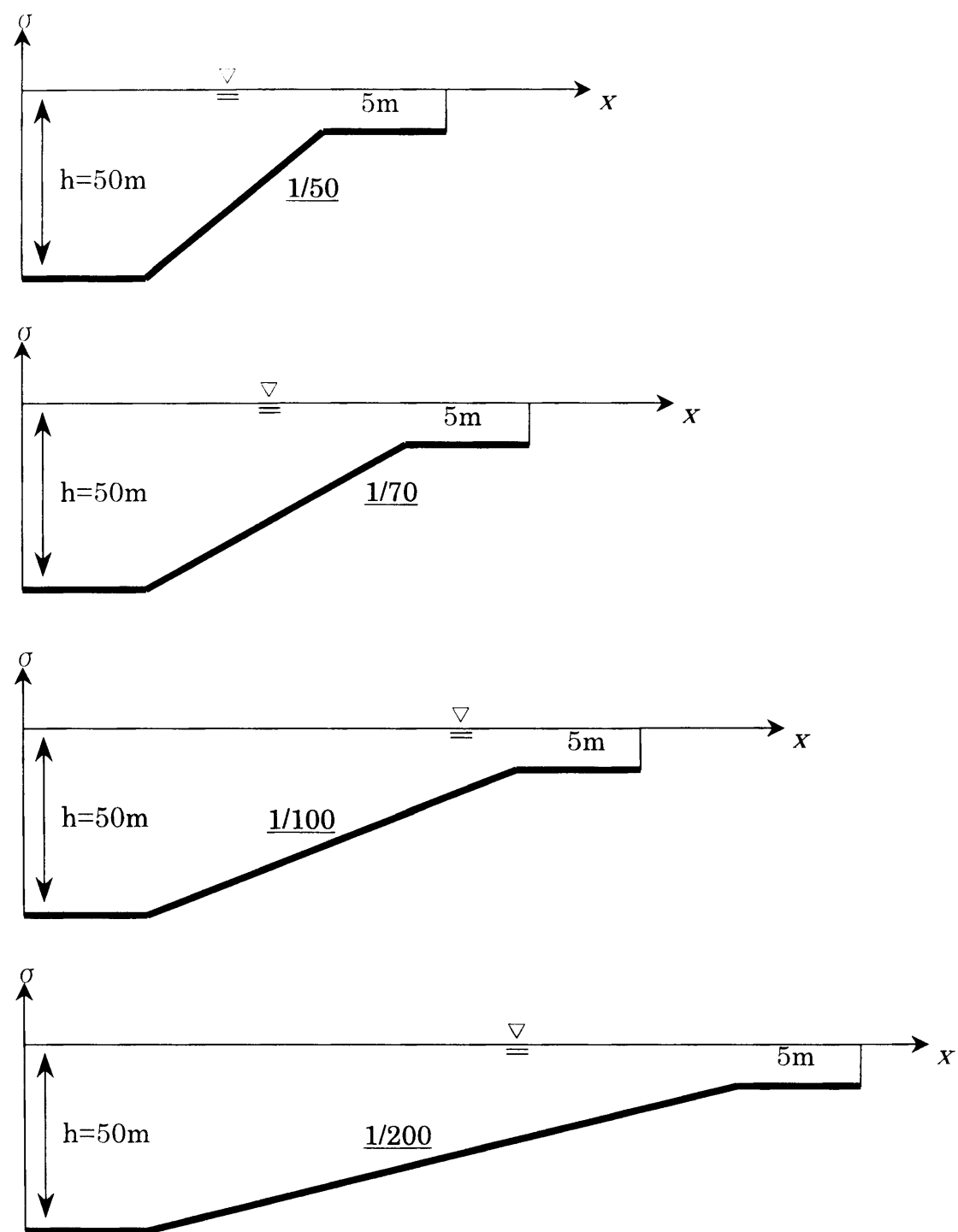


図-4.10 計算領域の縦断面形状

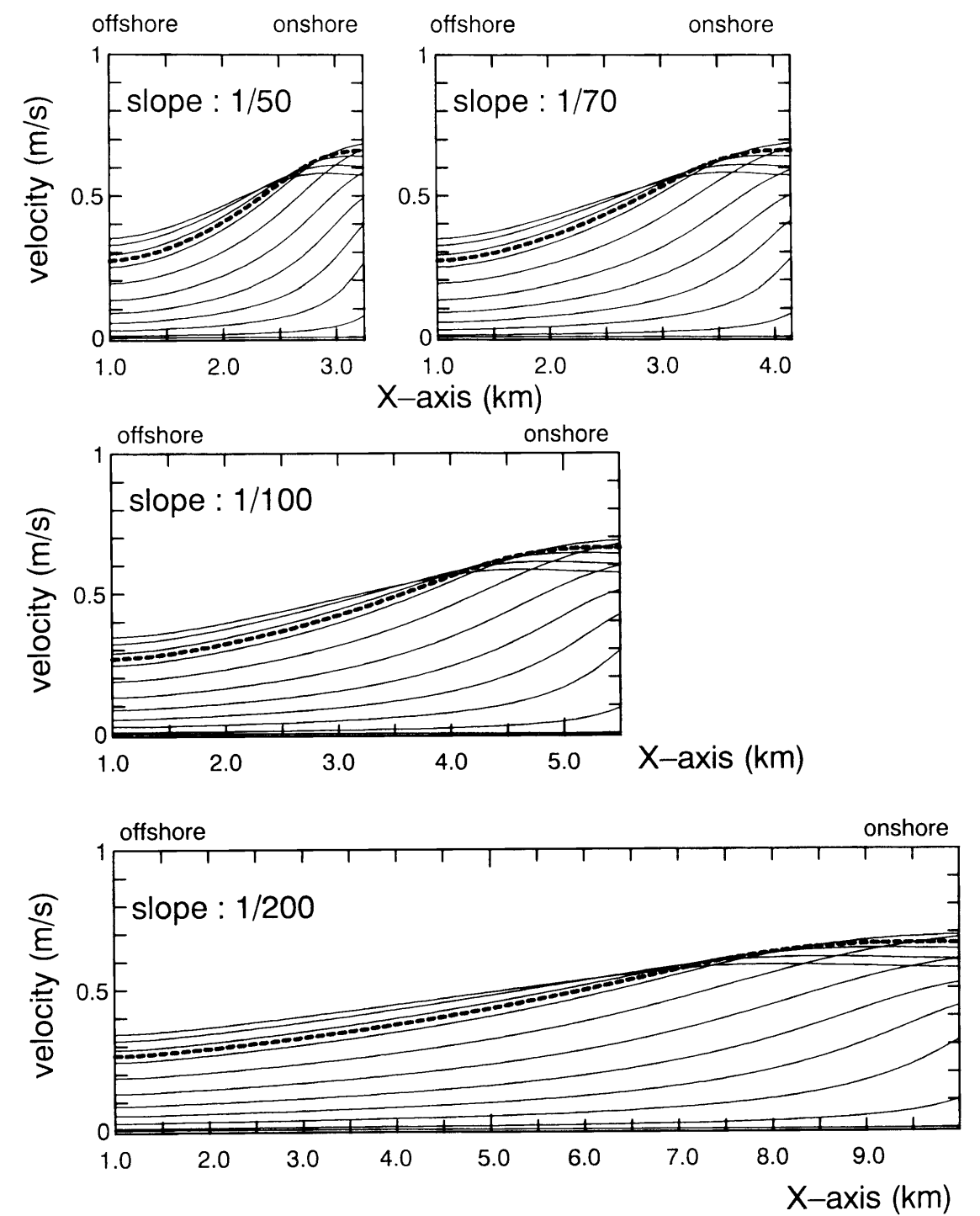


図-4.11 吹送流速の時間変化（海底勾配：1/50、1/70、1/100、1/200）
（計算開始より2時間毎 太線：15時間後）

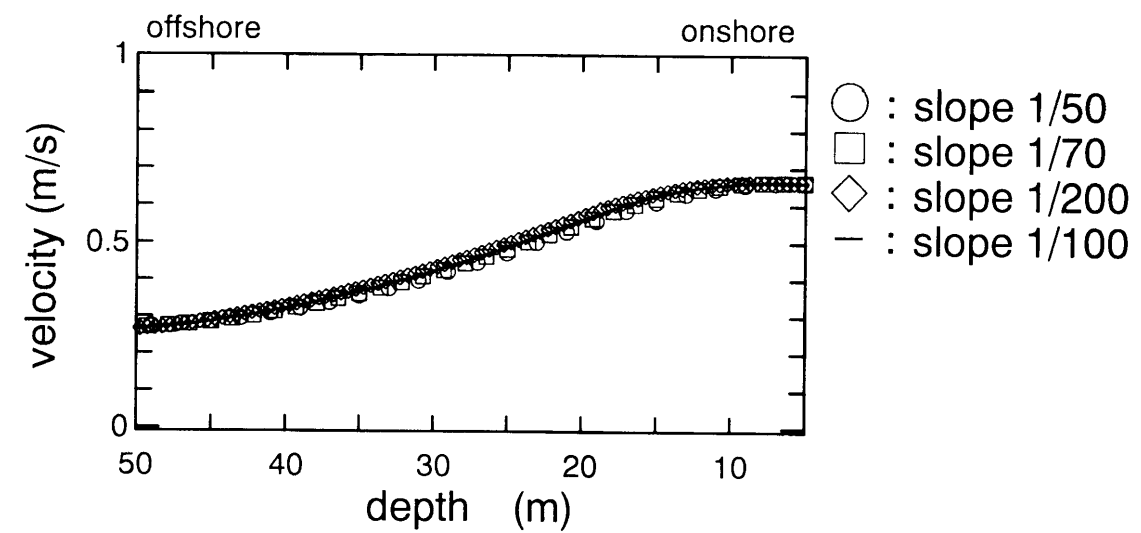


図-4.12 計算開始 15 時間後の岸沖方向流速分布

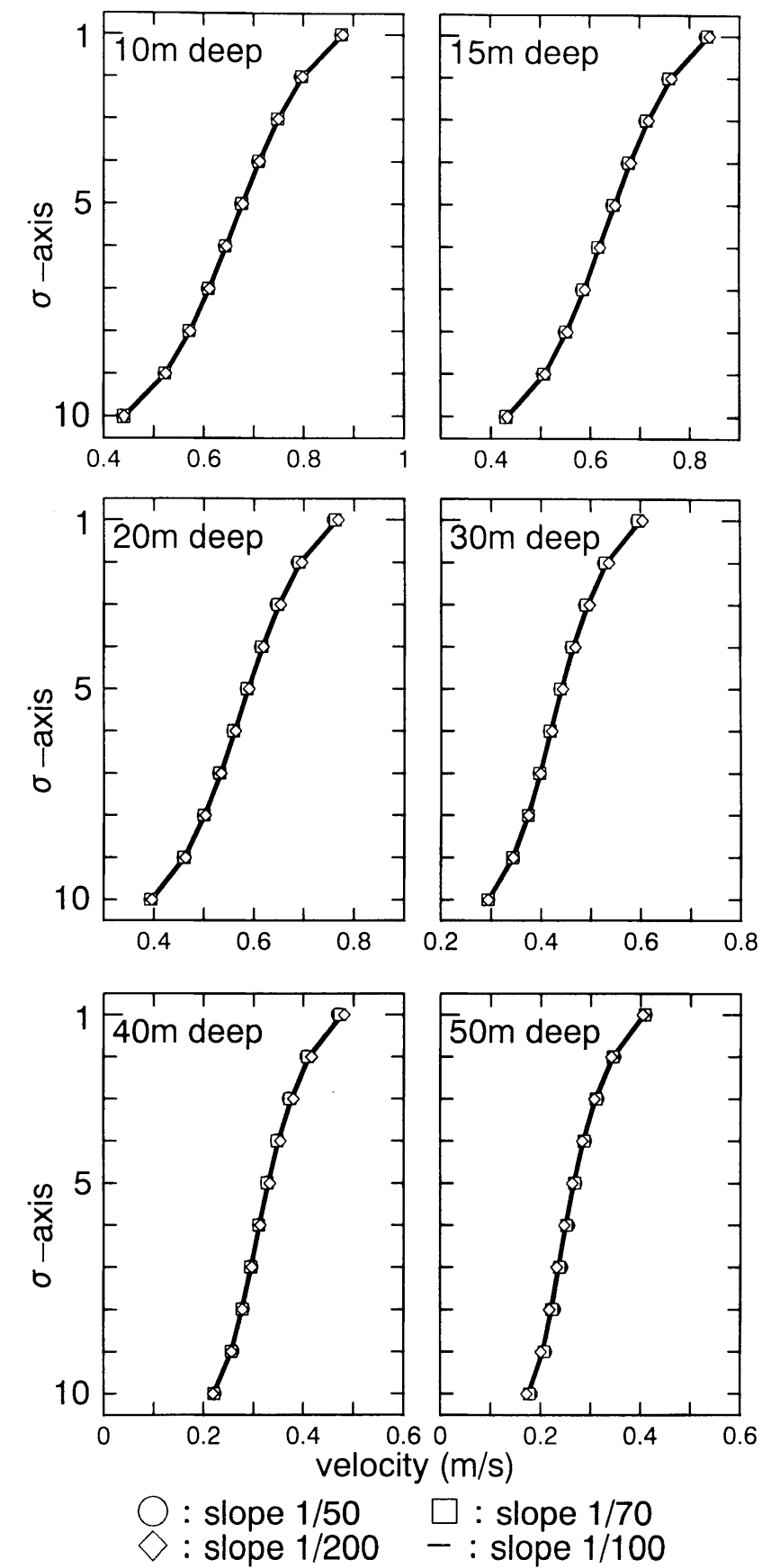


図-4.13 計算開始 15 時間後の鉛直方向流速分布

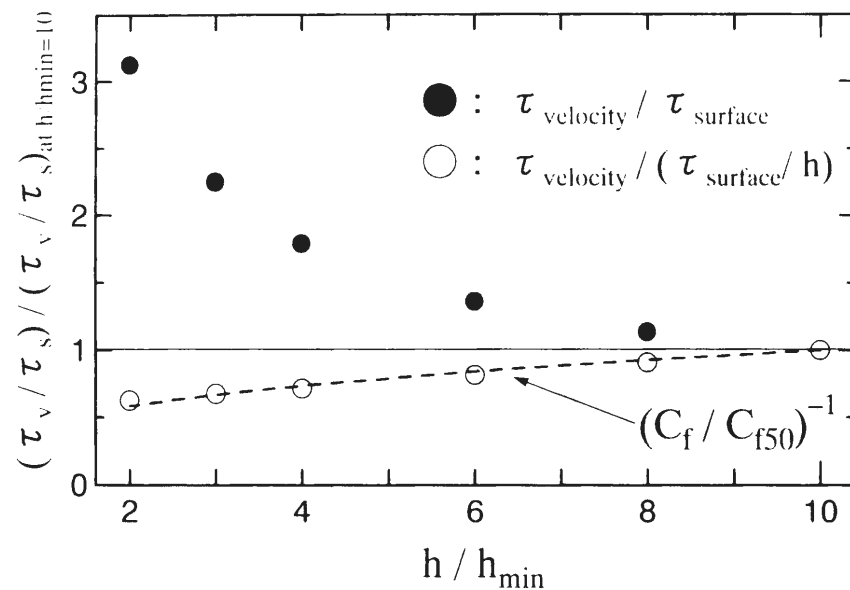


図4.14 流速勾配および風速から算定されたせん断応力の比較

深の影響を考慮しない場合のせん断力の比（図中●印）は、図4.13 に示したように、水深が浅い場合の流速勾配が急である結果を反映して、せん断力の比が水深の減少に伴い急激に増加している。しかし、水深の影響を考慮した場合のせん断力の比（図中○印）は、水深による変化が小さく、むしろ浅い領域においてせん断力の比が小さくなる傾向が見られる。このことは、ここで対象としている吹送流場は、水深の影響を考慮した海面せん断応力に対応した流速分布、すなわち流速場が形成されていることを意味し、浅い領域での比率の低下は、底面摩擦の影響が浅い領域において相対的に増加する影響を表している（図中点線は、海底摩擦係数の比率を示す）。

4.4.2 流速分布に与える海面せん断応力および水深の影響

以上のように、海底勾配を変化させた場合のシミュレーション結果は、海底勾配によらず、水深により流速場が規定され、ほぼ相似形の流速分布となることがわかった。また、ここでの検討では、前節で示したように海面せん断応力の算定時にも水深の影響が加味されている。そこで、海底勾配 1/100 の場合の結果を基に、流速分布に与える海面せん断応力および水深の影響について検討する。図4.15 の上段には、最大流速値で無次元化した流速値を、最小水深で無次元化した水深で整理した結果を示す。この流速分布は、無次元水深 3, 4~10（水深 15, 20~50m）付近までは指数関数でほぼ近似できる（上段実線）。この近似曲線は、海底斜面上の流速分布をよく表現しているが、無次元水深 3（水深 15m）以浅の領域では計算結果と傾向が異なる。計算対象領域のうち最も浅い領域においては、流速の増加傾向が緩やかになり、ほぼ一定値に近づく結果となる。流速分布に対する水深の影響は既に述べたが、海面せん断応力も考慮したパラメータとして、 U_* / fh （ U_* ：海面摩擦速度、 f ：コリオリパラメータ、 h ：水深）を用いる。この無次元数は、Csanady²²⁾が有限水深の海域における吹送流場において重要となるパラメータとして示しているものであり、下式のように、流れの場に及ぼす海面せん断応力とコリオリ項との関係からも導くことが出来る。

$$\frac{u_*^2}{h} = f\bar{u} \quad \Rightarrow \quad \frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{u_*}{fh} \quad (4.30)$$

図4.15 下段に、 U_* / fh の水深による変化を示す。無次元水深 2~10 の範囲においては、 U_* / fh は無次元水深の -1.125 乗に比例する形となる（下段点線）。これは、海面抵抗係数に関わる水深の影響（浅水係数の考慮）と、 U_* / fh の分母に位置する水深の影響による。ただし、流速分布が指数関数で近似でき

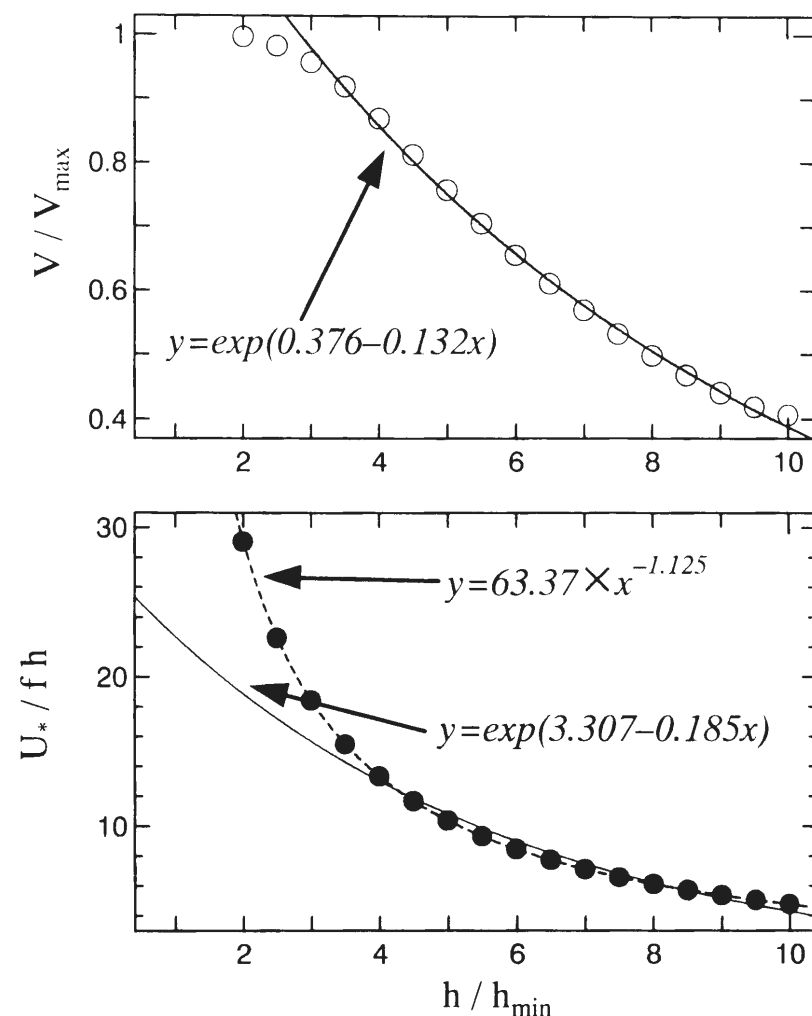


図4.15 無次元化された流速および U_* / fh の岸沖方向分布

る無次元水深 3~10 の範囲においては、 U_* / fh の分布も指数関数（下段実線）でもほぼ近似ができる。すなわち、流速分布と U_* / fh は、無次元水深を介して対応することになり、この範囲内では流速場が海面せん断力と水深により関係づけられることになる。一方、無次元水深が 3 より小さい範囲では、 U_* / fh が急速に大きくなり、流れの駆動力である海面せん断力が強くなるにも関わらず、流速増加の傾向が弱まり、一定値に近づく傾向を示す。図4.16 には、無次元流速と U_* / fh の関係を示すが、流速場に対する、海面せん断力と水深の与える影響が次のように説明できる。無次元化水深が 4~10 の間（図中×印）では、無次元流速と U_* / fh がほぼ線形の関係となり、この区間は先に示した流速分布、 U_* / fh が無次元水深の指数関数として表現される部分に相当する。この区間では、水深を考慮した海面せん断応力により流速場が決定されることになる。一方、無次元水深が 2 よりも小さい区間（図中●印）においては、 U_* / fh の増加に関係なく無次元流速はほぼ一定で、最大流速値に近い値となる。海面せん断応力の増加が流速に関連しないことから、この区間では海面せん断応力と底面摩擦力とのバランスが支配的であると考えられる。同様の結果が、八木ら²³⁾が岸沖距離 20km、最大水深 200m の水域を対象に検討した結果からも得られており、水深 10m 以浅の領域では海面せん断応力と底面摩擦力とがバランスし、陸岸の存在やコリオリ力の効果がほとんど寄与しないとされている。無次元水深が 2~4 の区間は、上記 2 つの区間を接続する遷移区間に相当し、ここでの結果は U_* / fh の 2 次式の形で表される。

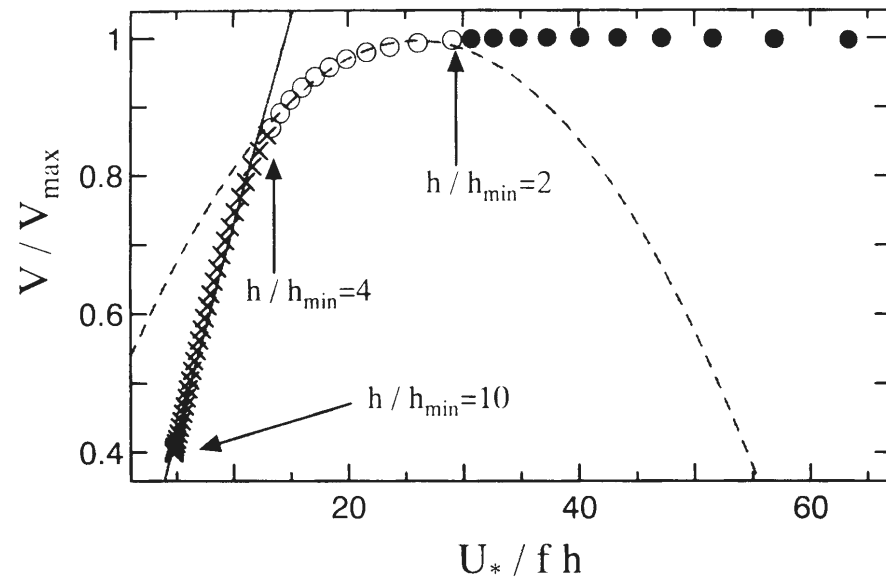


図-4.16 無次元流速と U_*/fh の関係

4.4.3 海上風の非定常性の影響

次に、沿岸方向の風速ベクトルが向きを変える場合、つまり海上風の非定常性が吹送流場に与える影響について検討する。

これまでの検討においては、図-4.6 に示すような沿岸方向風速変化を与えた場合の吹送流場を取り扱ってきた。ここでは、風向の変化を表現するために、沿岸方向の風速の時間変化を正弦波で与えることとし、風速の振幅、および変動周期を次のように与えた。

●風速の振幅： $W_{amp}=10, 15, 20\text{m/s}$ ●変動周期： $T=10, 20, 30$ 時間

海底勾配は $1/100$ とし、海面抵抗係数、底面摩擦係数の与え方は、先に示した海底勾配を変化させた場合のシミュレーションと同じである。

図-4.17 に、水深 10m 、 15m 、 20m 地点における鉛直平均された流速の変化を変動周期別に示す。変動周期 10 時間のケースでは、風速データを 30 分毎、変動周期 $20, 30$ 時間のケースでは 1 時間毎に風速データを与えている。風速の振幅に応じて、出現する最大流速は異なるものの、いずれの場合においても断面平均流速は風速に対応した変化を示している。

変動周期 10 時間の場合（図-4.17(a)）、風速の変動に応じて、各水深における流速値も増減する。ただし、水深 20m 地点で風向反転の影響が到達する前に風が止んでしまうために、流速が負になる割合が、 10m 、 15m の場合に比べて少なく、流速値も小さい。風速が前半のピークに達した後は、風速の減少に比べて流速が断面平均緩やかに減少する傾向が認められる。その結果、風速が一旦ゼロになった時点においても、流向は反転せず、風向反転に対する流向の反転には時間遅れが生じている。

変動周期 20 時間、 30 時間の場合（図-4.17(b), (c)）も、大局的には変動周期 10 時間の場合と同様の傾向を示す。しかしながら、風速振幅が 10m/s のケースにおいても、流向反転後の断面平均流速にピークが出現し、風速振幅が 20m/s のケースでは、水深 20m 地点においても正負 2 回の流速のピークが確認できる。変動周期が長い場合にも、風向反転と流向反転には時間差を生じており、この傾向については変わらない。

風向反転後の断面平均流速値については、水深が浅い、もしくは風速が大きい場合には流速のピークが出現するが、水深が深い、あるいは風速が小さい場合には、明確なピークが見られず、流向がほとんど変わらない場合もある。また、風速変動の時間スケールが大きい場合には、風向反転後の流動場が発達することから、吹送流場の流動構造には、風速変動の時間スケールも重要な要因であることがわかる。

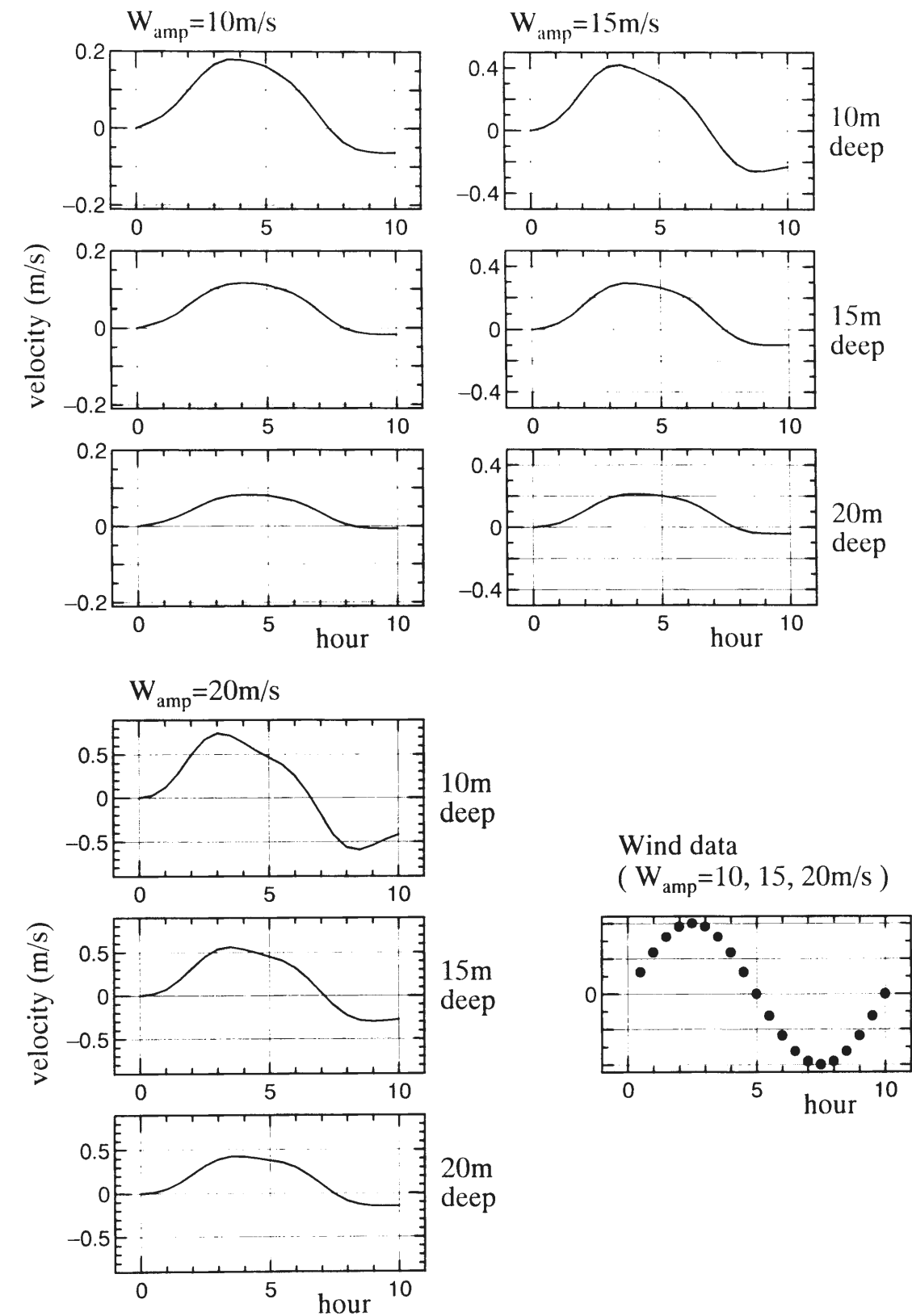


図-4.17(a) 断面平均流速の時間変化（変動周期 $T=10$ 時間）

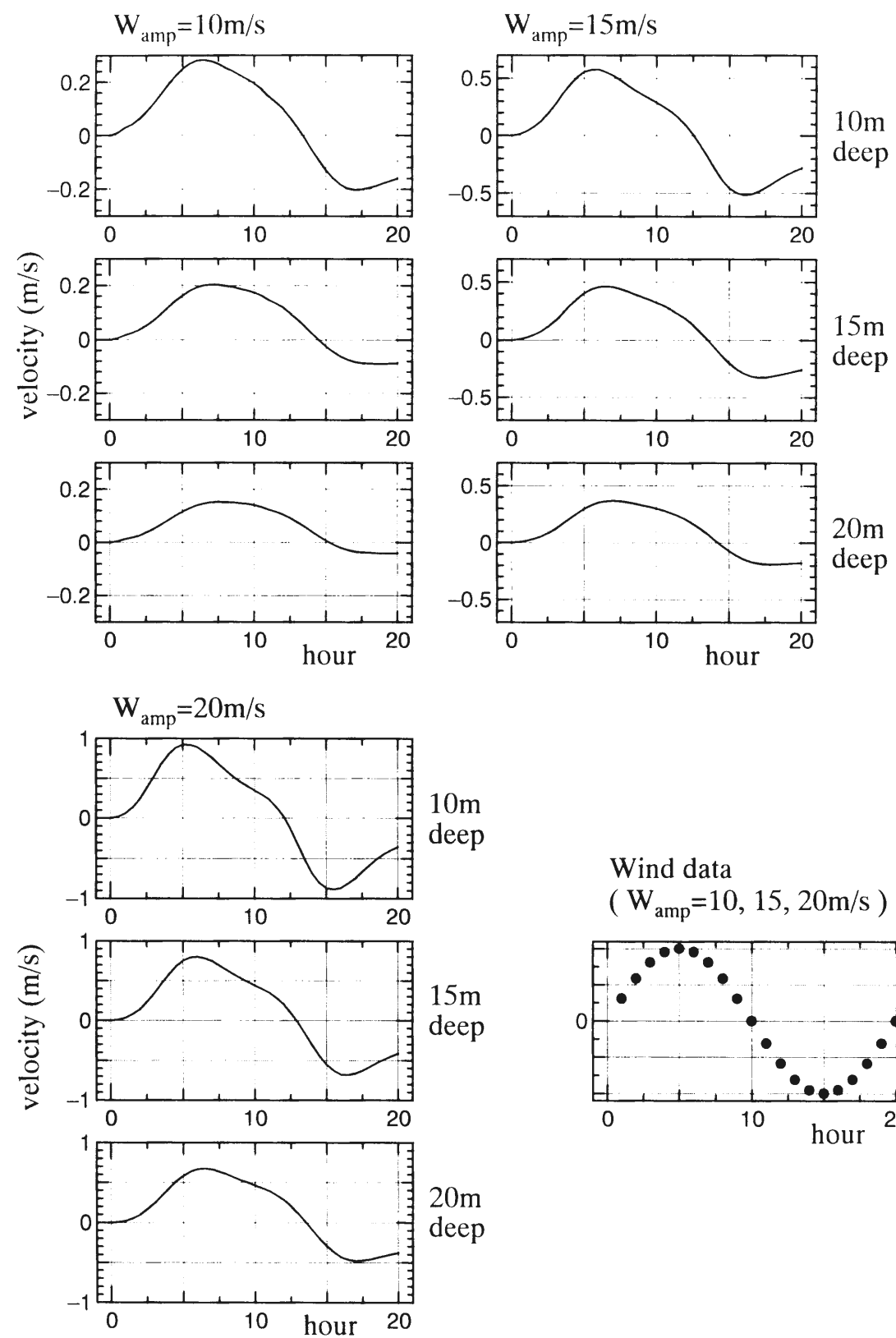


図-4.17(b) 断面平均流速の時間変化 (変動周期 $T=20$ 時間)

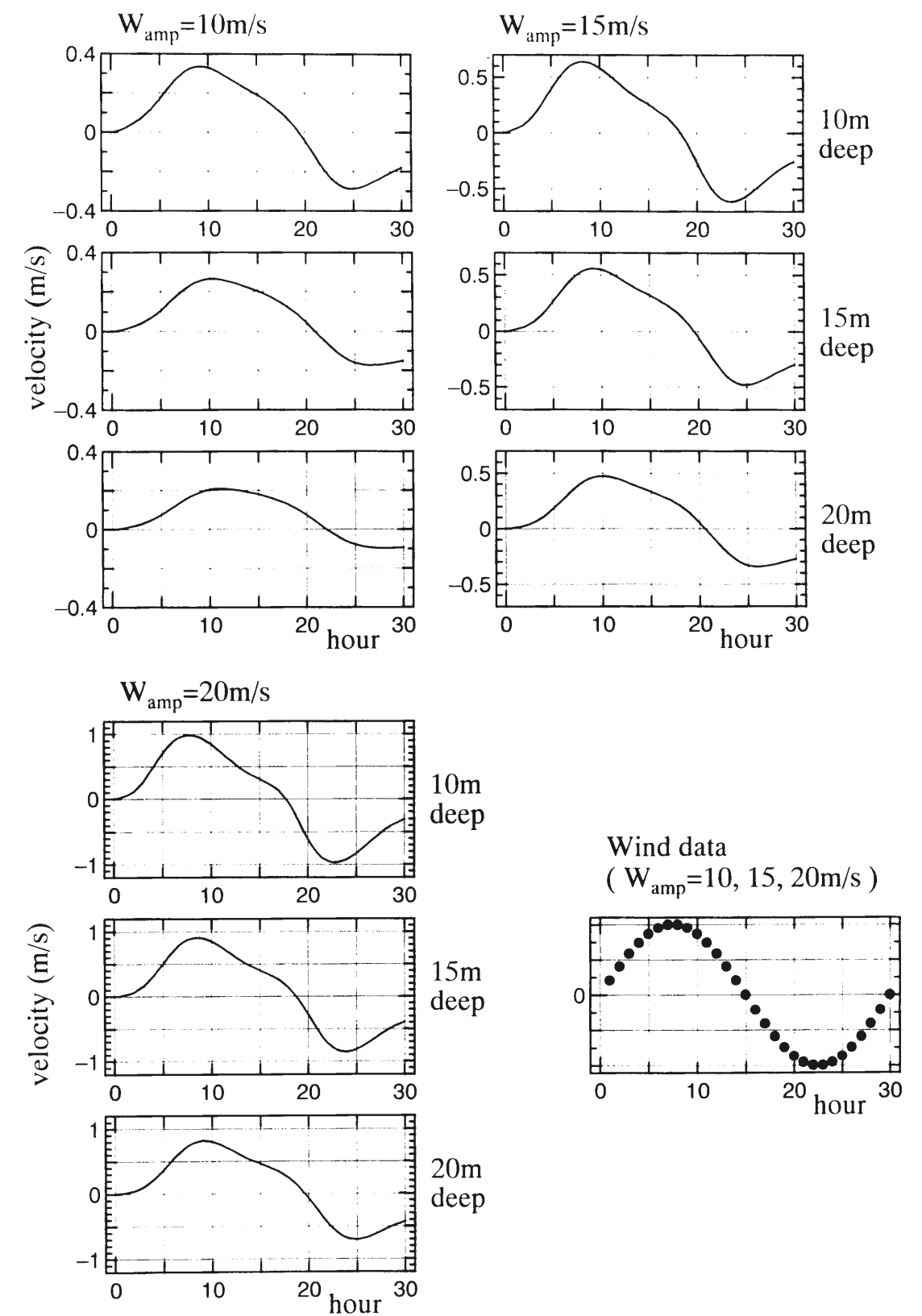


図-4.17(c) 断面平均流速の時間変化 (変動周期 $T=30$ 時間)

これら全9ケースのシミュレーション結果を比較するために、最大流速と変動周期により断面平均流速と時間を無次元化した結果を、図4.18に示す。図4.18(a)は、同じ変動周期に対して整理した結果であり、図4.18(b)は同じ風速振幅により整理したものである。

変動周期前半における風速増大に対応した流速の増加は、風速振幅の大きい、または変動周期の長い場合に、多少増加傾向が大きくなる傾向がみられる。同じ変動周期に対して風速振幅が異なる場合には、振幅の大きさに応じて流速の増加が早い。一方、同じ風速振幅に対して変動周期が異なる場合には、変動周期20時間と30時間の場合にほとんど差はない。これは、静止状態からの流速発達時において、海面せん断応力が同一方向に作用する期間の大小により、流速場の発達傾向が異なることを意味している。

次に、風向反転から流向反転までに要する時間遅れに関しても、同じ変動周期に対して風速振幅が異なる場合には、振幅の大きさに応じて流速の増加傾向が早くなり、上記と同様の結果を示す。一方、同じ風速振幅に対して変動周期が異なる場合には、変動周期が長いほど時間遅れは小さくなる傾向を持つ。ただし、変動周期10時間のケースは、他の2ケースと比べてかなり多くの時間遅れを伴う。風向反転から流向反転までの時間遅れについては、風速振幅および変動周期の大きな場合に時間遅れが少なくなる結果となった。このように、吹送流場に対して、流れを駆動する外力（海上風）の大きさと、その変動の時間スケールは相互に関連していることがわかる。

風速の変化に対して、流速場の変化が時間遅れを伴い、その時間遅れは風速の振幅と、変動の時間スケールに関連していることが明らかとなった。そこで、風速場と断面平均流速場の時間遅れの岸沖方向分布について検討する。図4.19は、変動周期前半の風速のピーク時から断面平均流速のピークに達するまでの時間遅れを、変動周期で無次元化した値の岸沖方向の分布を示したものである。同様に、図4.20は、風向反転から流向反転までの時間遅れを無次元化した値の岸沖方向の分布である。いずれの結果においても、岸から沖に向かって時間遅れが増加する傾向があり、岸沖方向に位相差を持った非定常的な流速場が形成されていることがわかる。また、変動周期10時間の結果が、他の2ケースと比べて時間遅れが大きくなっている。逆に、変動周期20時間と30時間の結果は、変化の傾向および時間遅れに大きな違いは見られない。変動周期10時間の結果が、他の2つと異なる傾向を持つ要因として、wind-induced Ekman boundary layerを対象としたMadsen²⁴⁾の吹送流理論では、風の吹き始めから吹送流場が発達するまでに数振子時間（1振子時間は約1.7時間）を要することが指摘されており、変動周期10時間（半周期5時間）では十分に吹送流場が発達しないことが考えられる。以下の検討では吹送流場が半周期中に発達すると思われる、変動時間20時間および30時間の結果を対象とする。

静止状態から流れが発達した場合の風速のピークと流速のピークの時間遅れは、およそ $0.2 \sim 0.4T$ の範囲内にある（図4.19）。風速振幅が15m/sのケースに着目すると、変動周期が20時間と30時間の場合は、水深10m地点で $0.3T$ 以下、水深20m地点で $0.35T$ 、水深50m地点で $0.4T$ 程度の遅れで、時間にして6～12時間程度となる。

風速が正のピークから負のピークへ向かう際に生じる、風向反転から流向反転までの時間遅れは、図4.19の結果よりもやや短い傾向にあり、全体的に $0.1 \sim 0.4T$ の範囲に分布する（図4.20）上と同様に、風速振幅が15m/sの場合には、水深10m地点で約 $0.1T$ 、水深20m地点で約 $0.2T$ 、水深50m地点で約 $0.3T$ の遅れとなっている。水深10m地点では、時間にして2～3時間程度を要するわけであるが、その後流速のピークに達するまでに同程度の時間を必要としている（図4.19(b)参照）。つまり、風向が変化して、変化後の風向と同じ方向の流速場が発達するのに4～6時間程度かかることになり、3.3.3で示した現地観測結果とほぼ同様の時間遅れとなっている。

ここで示した2つの時間遅れは、変動周期が吹送流場の発達に必要な時間（半周期が数振子周期）以上の場合には、変動周期による変化が少なく、水深に依存した傾向を示す。風速振幅が小さい場合にはやや非線形の傾向であるが、風速振幅が大きくなるに従って、水深に対して線形に近い変化となる。風速振幅15m/s以上の場合に、時間遅れが水深に対して線形に変化すると仮定すると、水深に対する時間遅れの変化の割合は次のようである。

- ・静止状態から流れが発達した場合の風速のピークと流速のピークの時間遅れ
風速振幅 15m/s : $2.53 \times 10^{-3} T/m$ 風速振幅 20m/s : $3.37 \times 10^{-3} T/m$

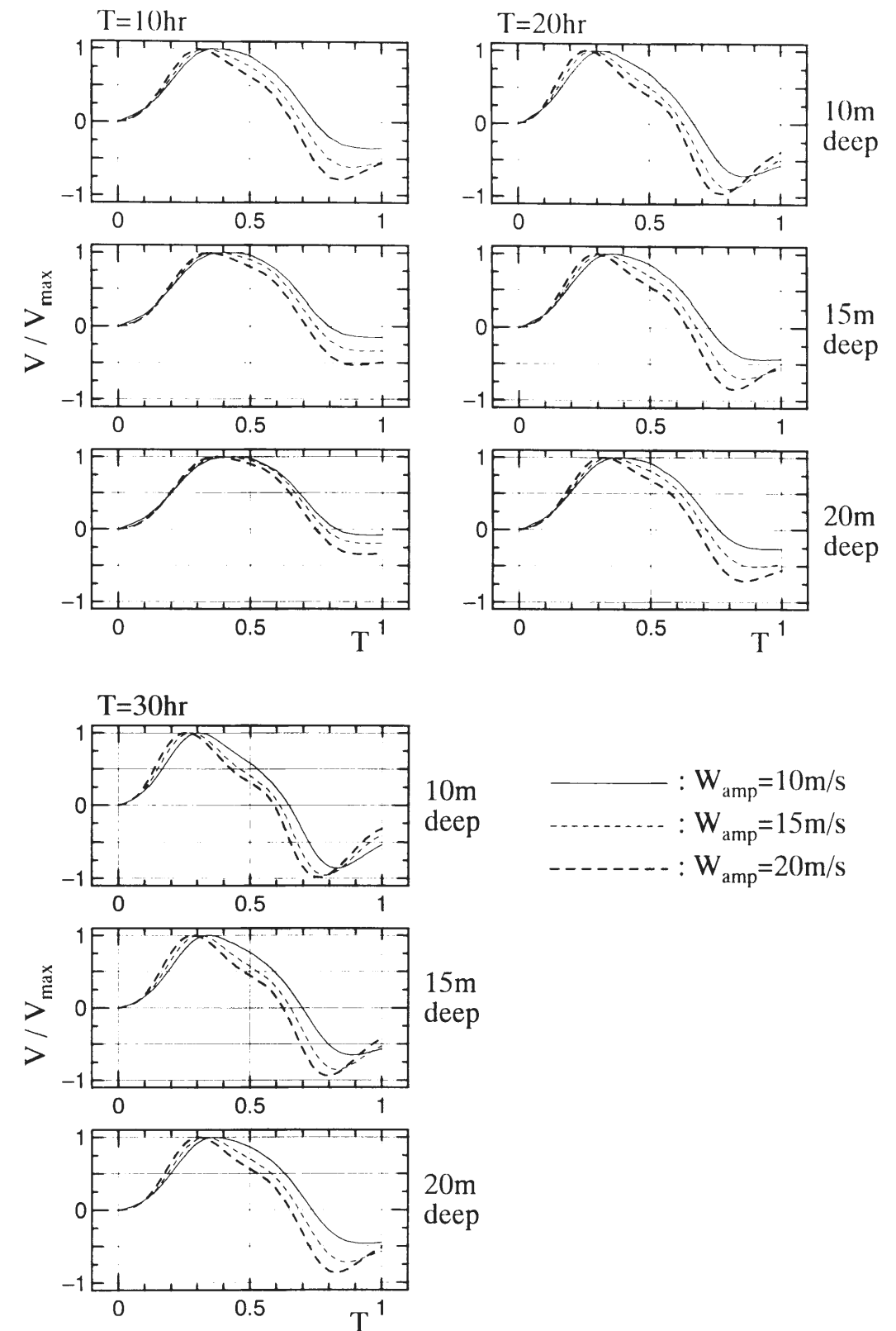


図4.18(a) 無次元化断面平均流速の時間変化

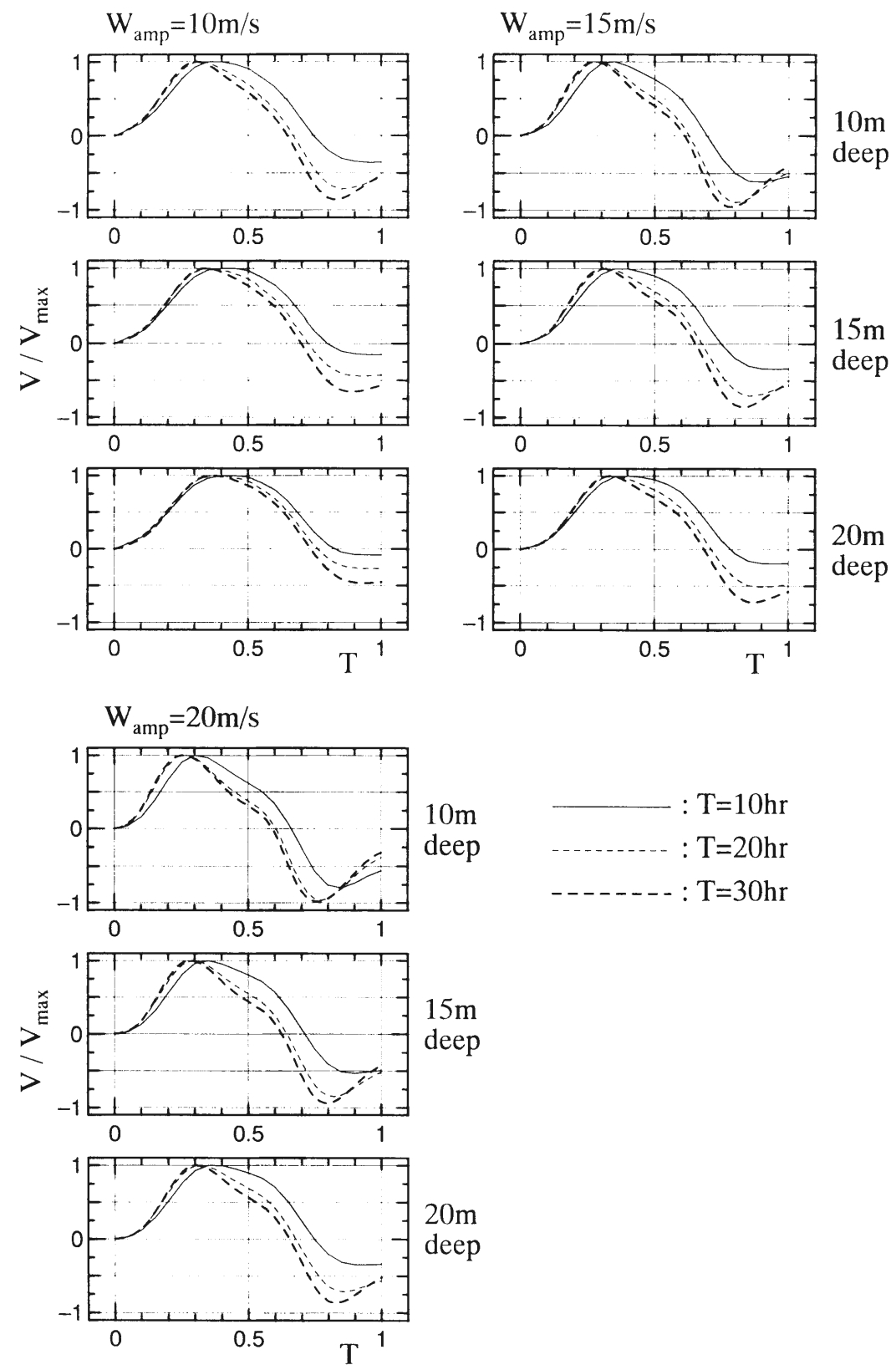


図-4.18(b) 無次元化断面平均流速の時間変化

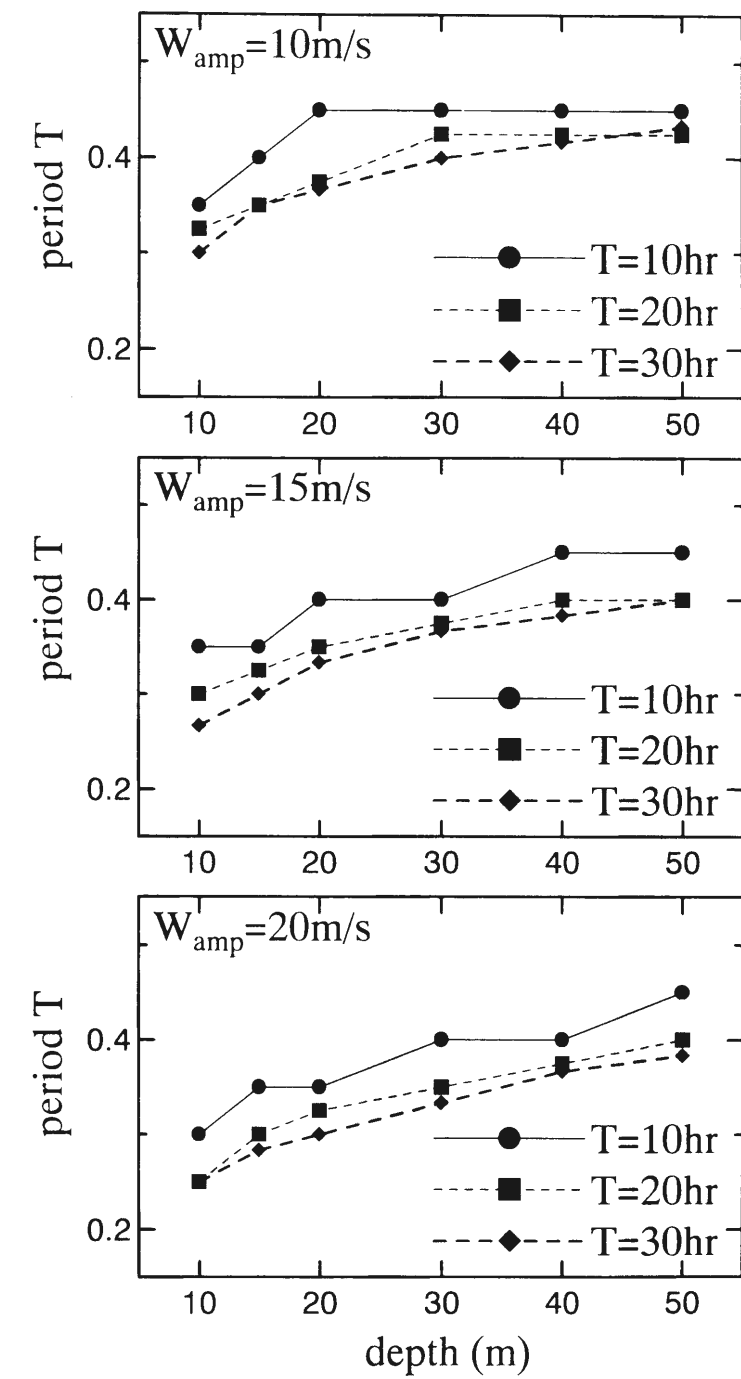


図-4.19 風速のピーク (0.25T) から流速のピークまでの時間遅れ

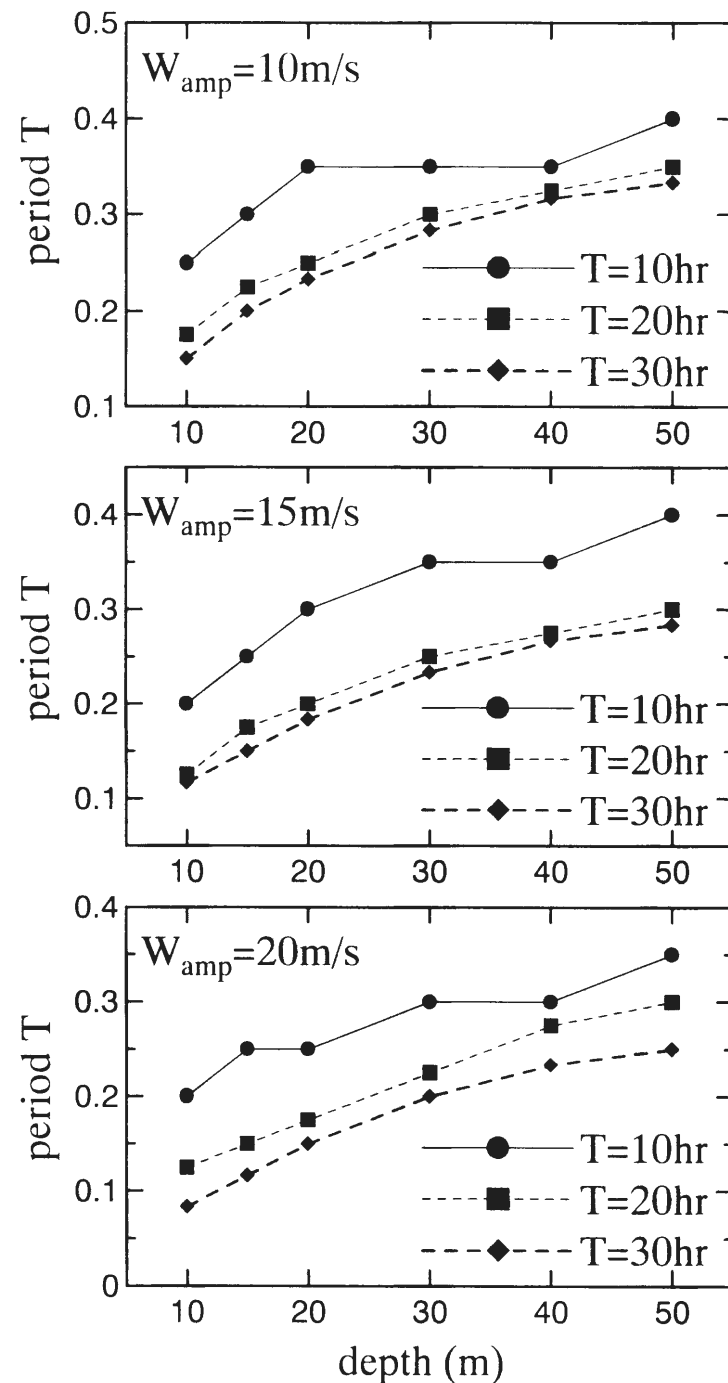


図-4.20 風向反転から流向反転までの時間遅れ

・風向反転から流向反転までの時間遅れ

風速振幅 15m/s : $4.16 \times 10^{-3} T/m$ 風速振幅 20m/s : $4.53 \times 10^{-3} T/m$

静止状態から流れが発達した場合の時間遅れについては、水深に対する時間遅れの割合が、風速振幅が 4/3 倍であることにほぼ対応した結果となっている。これは、浅水化に伴う風速変動からの流速場の時間遅れが、風速振幅が大きい場合に小さくなることを表し、静止状態からの吹送流場の発達には、風速と継続時間の両方が関係することがわかる。

これに対して、風向反転から流向反転までの時間遅れは、風速振幅が 4/3 倍となるにもかかわらず、時間遅れの水深に対する変化は少ない。すなわち、風向変化に対応した流速場の変動は、吹送流場を駆動する風速の大きさに対する依存性が少なく、鉛直方向の運動量伝達に関する鉛直渦動粘性の影響が大きいことが推測される。図-4.21 に、風速振幅 15m/s の場合における、風向反転後の流速の鉛直分布の時間変化を示す。水深の浅い領域では、風向反転後すぐに鉛直シアが大きくなり、風速に応じた逆方向の流速場が発達している一方で、水深の大きな領域では、中層以深での流向の反転にかなりの時間を要する結果となっている。変動周期 20 時間と 30 時間のケースにおいては、流速値に違いは見られるものの、流速場の変動傾向については大きな違いは認められず、流速場の変動傾向に対する風速の影響が少ないことがわかる。

4.5 結 語

本章では、第 3 章で示された現地観測結果より、

・流速の沿岸方向成分は海上風の沿岸方向成分に強く影響を受けていること

・浅海域特有の浅い水深や波浪の影響を含めて、流動場に対する風の影響を考慮する必要があることの 2 点が指摘されたことを踏まえて、現地海岸での適用実績のある 3 次元海浜流モデルを用いて、荒天時に発達する沿岸方向の吹送流場に関する数値シミュレーションを実施した。この数値モデルは、平均流場、乱流場、波浪場を扱う 3 つのモデルから構成され、風と波浪の影響を同時に考慮でき、それぞれの影響をせん断力として流動場に反映するものである。本研究においては、海上風と流動場の関係に着目し、その関係について考察するため、沿岸方向の風速のみを外力とする数値シミュレーションを行った。主な成果は以下のようなものである。

- 荒天時に発達した流動場における観測結果に対して、定常状態を仮定し鉛直平均された吹送流場の基礎式を適用し、海面せん断力と海底摩擦力の釣り合いから、海面抵抗係数を推算した。その結果、海洋での観測から得られている従来の研究成果に比べて、大きな抵抗係数が得られ、水深の低減に従って抵抗係数が増加する傾向が見られた。また、従来の結果とは異なり、風速が小さい場合に大きな抵抗係数が得られる結果となった。
- 観測結果より得られた抵抗係数が、従来の成果よりも大きいことは、浅水域においては流動場が強化される機構が存在することを示すものである。また、計測地点の水深により強化の度合が変わることから、この機構は水深変化と何らかの関連を持つことが考えられる。
- 現地海岸を想定した海底勾配を有する計算領域に対して、3 次元海浜流モデルを適用して、沿岸方向の風速を与えた場合のシミュレーションを行った結果、海面抵抗係数を海洋で得られた関係式 (Yelland&Taylor) で与えた場合にも、水深の低減により流速が増加する傾向は確認された。しかしながら、現地観測結果と比べて岸沖方向の流速勾配が十分には表現されない結果となった。
- 浅水化に伴う流速の増加を考慮するために、海面抵抗係数に対して水深の影響を次のように考慮した。

$$① C_{D \text{ new}} = C_D \times (1 + (h_{\max} - h) \times \alpha) \quad \alpha = 0.005, 0.01, 0.015, 0.02$$

$$② C_{D \text{ new}} = C_D + (h_{\max} - h) \times \beta \quad \beta = 0.00003, 0.00005, 0.0001$$

$$③ C_{D \text{ new}} = C_D \times (K_s / K_{s50})^r \quad r = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$$

これらの海面抵抗係数を与えたシミュレーション結果において、水深に比例した効果を与える①、②では、流速値はある程度の一致があるものの、岸沖方向の流速勾配には改善が見られなかった。浅水域での波高増大を考慮した③では、流速値も観測結果に近く、流速勾配についても、①、②に比べて

改善されている。従って、浅水域での流動場に関しては、波浪の影響が海面抵抗係数の見かけの増大として寄与することが認められた。

- 海面抵抗係数に浅水変形の影響を考慮した数値モデルを用いて、海底勾配が流速の岸沖方向分布に及ぼす影響について検討した結果、流速値、鉛直分布は海底勾配にはほとんど関係がなく、対象とする地点の水深に応じた値、分布形を呈し、流速分布形は岸沖方向にほぼ相似形となった。この流速分布形を、無次元パラメータ

$$U_* / fh \quad (U_* : \text{海表面摩擦速度}, f : \text{コリオリパラメータ}, h : \text{水深})$$

を用いて整理した結果、流速分布には U_* / fh と線形に対応する領域と、 U_* / fh に関係しない領域、すなわち海面せん断応力と底面摩擦力がバランスする領域が存在し、その間に両者を接続する遷移領域のあることが知れた。

- 風速変化を正弦波で与え、沿岸方向の風速ベクトルの反転を伴う条件でのシミュレーション結果より、風速の変動に対応した流動場の変動には、流れの駆動力としての風の他に、風速変動の時間スケールが関連していることがわかった。変動周期が吹送流場の発達に必要な時間（半周期が数振子周期）以上ある場合には、変動周期および風速の大小が、流動場の変動に及ぼす影響は小さく、水深に依存する傾向、すなわち鉛直渦動粘性の影響が支配的となることが認められた。

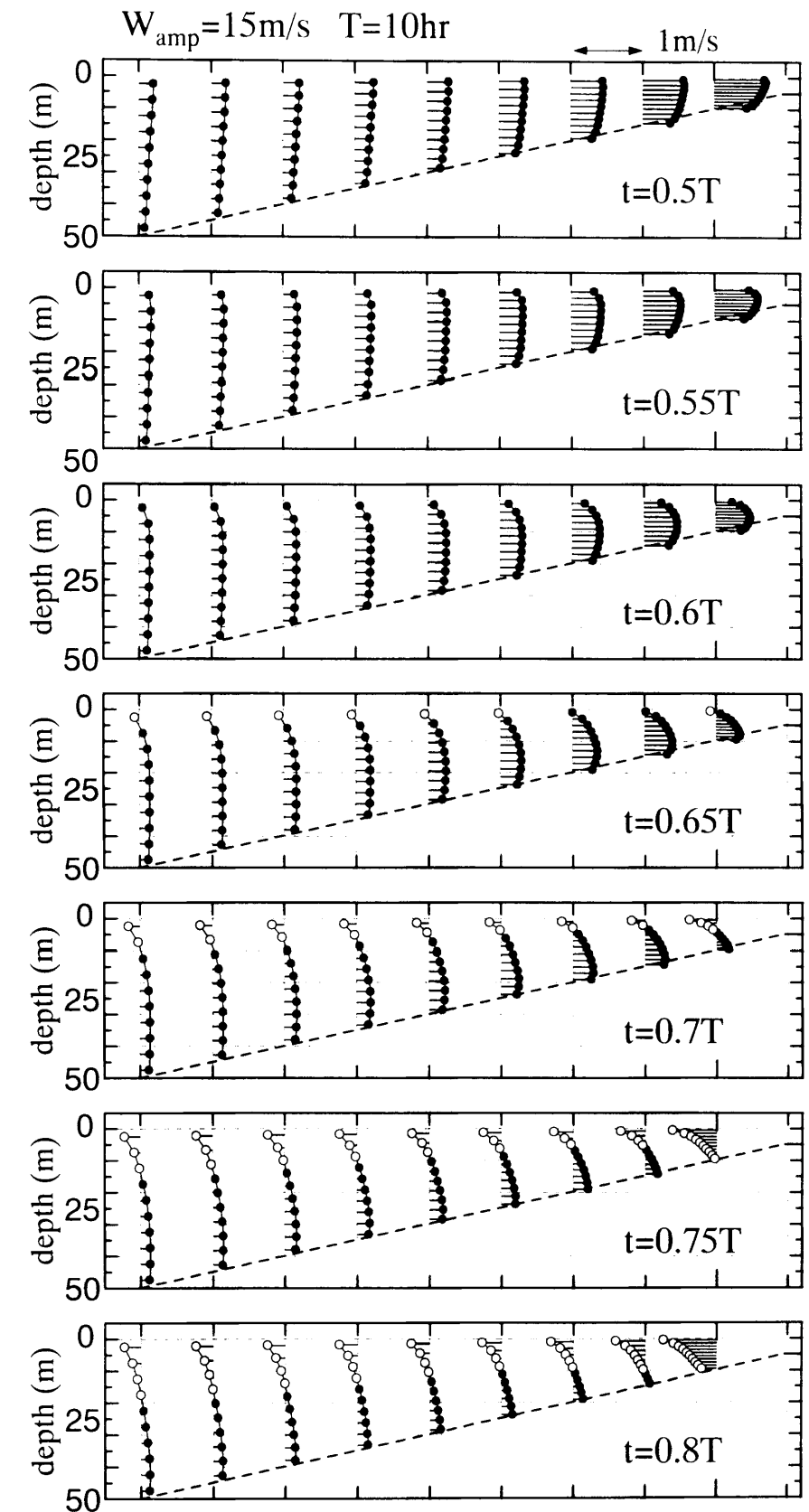


図4.21(a) 風向反転後の鉛直方向流速分布の時間変化
(● : y 軸正方向 ○ : y 軸負方向)

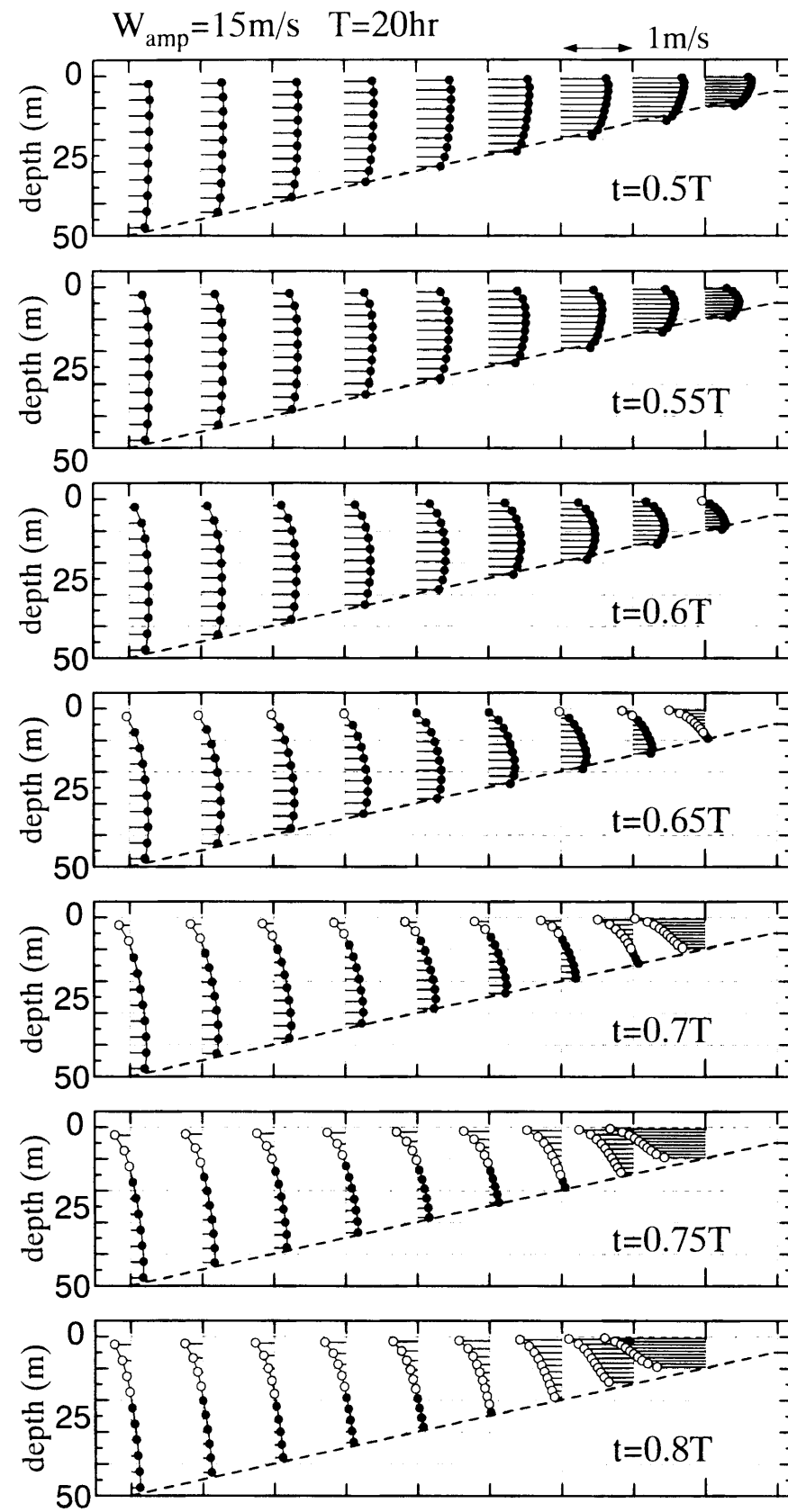


図-4.21(b) 風向反転後の鉛直方向流速分布の時間変化
(● : y 軸正方向 ○ : y 軸負方向)

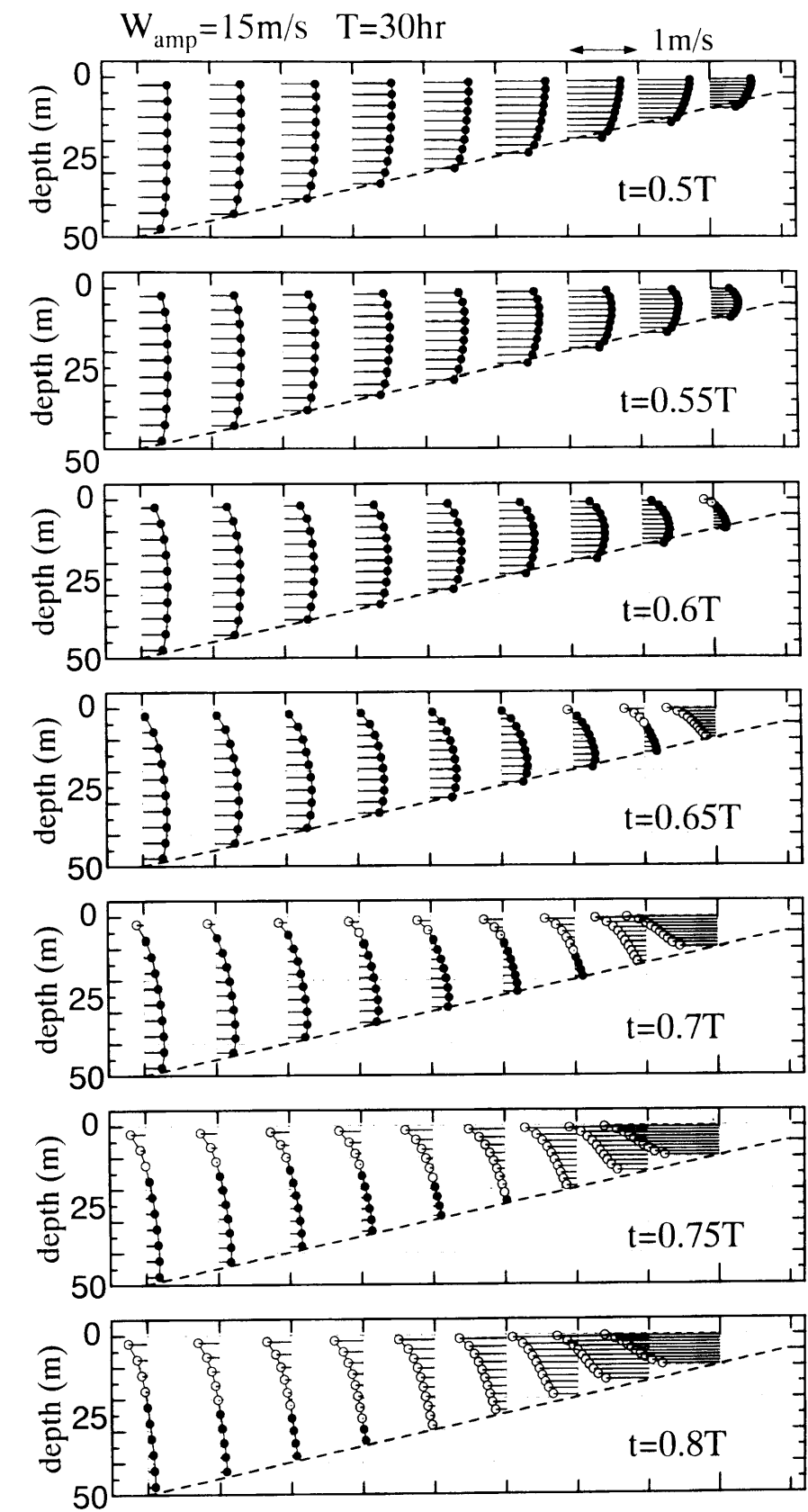


図-4.21(c) 風向反転後の鉛直方向流速分布の時間変化
(● : y 軸正方向 ○ : y 軸負方向)

参考文献

- 1) Yamashita, T., H. Yoshioka, S. Kato, Lu Ming and T. Shimoda : ADCP observation of nearshore currents structure in the surfzone, Proc. 26th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 787-800, 1998.
- 2) 鳥羽良明 : 海面境界過程, 海洋科学基礎講座 1 海洋物理 I, 東海大学出版会, pp.145-211, 1970.
- 3) 鳥羽良明 : 大気・海洋の相互作用, 東京大学出版会, 1996.
- 4) 光易 恒 : 海面に及ぼす風の応力, 水工学に関する夏期研修会講義集, 83-B-1, 1983.
- 5) Keulegan, G. : Wind tides in small closed channels, J. Res. Nat. Bur. Stand, Vol. 46, pp. 358-381, 1951.
- 6) Wu, J. : Laboratory studies of wind-wave interactions, J. Fluid Mech, Vol. 34, pp. 91-111, 1968.
- 7) Wu, J. : Wind-induced currents, J. Fluid Mech, Vol. 68, part 1, pp. 49-70, 1975.
- 8) Weber, J. E. : Steady wind- and wave-induced currents in open ocean, J. Phys. Oceanogr., Vol. 13, pp. 524-530, 1983.
- 9) 鳥羽良明 : 風と波の相互作用, 水工学に関する夏期研修会講義集, 86-B-5, 1986.
- 10) Wu, J. : On nondimensional correlation between roughness length and wind-friction velocity, J. Oceanogra. Soc. Japan, Vol. 44, pp. 254-260, 1988.
- 11) 本多忠夫・光易 恒 : 吹送流に関する風洞実験, 海岸工学論文集, 第 27 卷, pp. 90-93, 1980.
- 12) Yelland, M. J. and P. K. Taylor : Wind stress measurements from the open ocean, J. Phys. Oceanogra., Vol. 26, 541-558, 1996.
- 13) 山下隆男・路 明・榊原 弘 : 砕波による海面せん断応力を導入した吹送流の数値解析モデル, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp. 121-125, 2000.
- 14) 加藤 茂 : 風と波によって形成される広域海浜流の 3 次元モデルに関する研究, 岐阜大学学位論文, 1999.
- 15) Svendsen, I. A. and U. Putrevu : Nearshore circulation with 3-D profiles, Proc. 22th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 241-254, 1990.
- 16) 岡安章夫・瀬尾貴之・柴山知也 : 砕波による運動量を考慮した海浜流の準三次元数値モデル, 海岸工学論文集, 第 40 卷, pp. 251-255, 1993.
- 17) Mellor, G. L. and T. Yamada : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 20, pp. 851-875, 1982.
- 18) Blunberg, A. F. and G. L. Mellor : Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, J. Geophys. Res., Vol. 88, pp. 4579-4592, 1983.
- 19) 加藤 茂・山下隆男・路 明 : 3 次元広域海浜流モデルの適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 卷, pp. 211-215, 1999.
- 20) 土木学会水理委員会編 : 水理公式集, pp. 497-499, 1985.
- 21) 宇野木早苗 : 沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, pp. 269-272, 1993.
- 22) Csanady, G. T. : Circulation in the Coastal Ocean, D. Reidel. Pub., 1982.
- 23) 八木 宏・緒方健太郎・日向博文・灘岡和夫 : 風が引き起こす非成層期の沿岸境界層の基本特性, 海岸工学論文集, 第 44 卷, pp. 456-460, 1997.
- 24) Madsen, O. S. : A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer, J. Phys. Oceanogr., Vol. 7, pp. 248-255, 1977.

第 5 章 結 論

本研究は、湾域と外海に面した沿岸域、水域の閉鎖性の観点から見て両極に位置する領域を対象として、湾域における潮流場、外海に面した沿岸域において強風・高波浪の来襲する荒天時の流動場の 2 つについて、その流動特性に関する検討を行ったものである。

湾域における代表的な流動には、潮流、密度流、吹送流が挙げられるが、潮流は恒常的・広範囲に卓越する流動であり、本研究では湾域の流動を代表するものとして潮流場を取り上げた。潮流場は、その運動が長波である潮汐波により生じた水深方向にほぼ一様と見なせる流動であり、水平方向の運動スケールが鉛直方向に対して非常に大きいことから、水理模型実験手法を適用し、流れの可視化手法を用いた実験を実施した。

外海に面した沿岸域は、沖合の海流を沖側の境界条件として、その内側の海域に潮流や、波浪による海浜流が存在する。これらの流動は、発生要因となる外力、流動場の時間的・空間的スケールが相異なり、沿岸域ではこれらの流動が相互に作用を及ぼしながら全体的な流動場を形成している。従って、水理相似則の観点から、実験的手法の適用は困難であり、本研究では現地観測による流動場の実態把握、および 3 次元海浜流モデルによる流動場の数値シミュレーションの 2 つを組み合わせ、流動特性の解明を行った。

以下に、各章で得られた成果について要約する。

第 2 章では、湾域における潮流場として、大阪湾内の潮流場を取り上げ、大阪湾水理模型（水平縮尺：1/5000、鉛直縮尺：1/500）を用いた実験的手法により、湾内の潮流場の流動特性に関する検討を行った。実験および実験結果の検討に先立ち、実験的手法の歴史的変遷を示し、実験的手法の前提条件となる水理相似則、および実験的手法の適用性についても言及した。実験結果より得られた湾内の流動に関する主な成果は以下のようである。

●大阪湾水理模型では、明石海峡、友ヶ島水道から湾内に進入する潮汐の影響を考慮することにより、湾内の潮汐が潮差、位相差ともに良好に再現された。湾内の潮流場についても潮汐同様良好に再現され、潮流図などの現地観測結果と一致する結果となり、潮流場に対する定性的な再現性が確認された。また、潮流速に関しても一定以上の精度を持つことが明らかとなり、定量的な再現性もあわせ持つことが認められた。

●湾内の流動パターンは、潮汐条件により大きく異なり、大潮時には沖の瀬と呼ばれる浅瀬付近に、1 対の環流対が観察される。この環流対は湾内の流動パターンを特徴づけるものであり、環流対の挙動と湾内の流動パターンは、1 潮汐周期をサイクルとして関連づけることができる。一方、湾内の流動パターンは不安定性を有し、大潮時に見られる環流対は 4 つのパターンに分類されることが明らかとなった。

●瀬戸内海を東に向かう流れについて検討した結果、潮流以外の成分として、明石海峡から湾内に流入する流動成分は、湾内に形成される環流の強化や、主流部の範囲を湾の東側に拡大させるなどの影響を持つことが知れた。実際の流量に関して、正確な値の特定までには至らないが、実験結果より 10000m³/s 程度のオーダーであると推測される。

●明石海峡および友ヶ島水道から湾内に流入する水塊の挙動に関する実験結果より、明石海峡からの流入水塊は、湾内に形成される環流対の影響を強く受け、基本的には南に移動しながら、複雑な挙動を示す。友ヶ島水道からの流入水は、潮流速の強い主流部よりも湾の東側に向かって流入する傾向を持つ。また、湾内に流入する洪水流の挙動について、温度差により密度差の影響を考慮する方法により、人工衛星の観測結果と同様の挙動を示すことが確認された。

第3章では、冬季日本海沿岸および夏期太平洋沿岸において行われた流動場に関する現地観測結果を基に、それぞれの沿岸における流動特性、特に強風・高波浪来襲時における流動特性と外力の関連についての考察を行った。主な成果は以下のようである。

- 北西からの強い季節風と、高波浪が卓越する冬季日本海沿岸の上越・大潟海岸では、沿岸方向の流動は海上風の沿岸方向成分に強く影響され、岸側、沖側の区別なく観測領域全体で同様の流速変動を示す一方で、港湾構造物の影響が流下方向の広い範囲に及ぶことが明らかとなった。また、岸沖方向流速については、海上風の岸方向成分と有義波高と高い相関を持ち、水深10m未満の浅い領域では、強風・高波浪の来襲時に大きな流速を持った沖向き流れの発生が確認された。
- 強風・高波浪時に発生する沖向き流れのピーク流速は、海上風の岸方向成分と有義波高に関係し、風速・波高の増大に伴いピーク流速は急激に増加する結果となる。また、沖向き流れのピークは、観測領域全体でほぼ同時に発生しており、砕波帯内の沿岸方向流速の卓越周波数は約2800秒で、Shear wave理論などとは異なる結果が得られた。従って、観測で捉えられた沖向きの流れは、離岸流を含めた循環流の形成によるものではなく、「海面勾配と海面でのせん断応力のアンバランス」を発生要因とするものであると考えられる。
- 流速の鉛直分布を岸沖方向に比較した結果、沿岸方向成分は荒天時の最盛期から減衰期において、ほぼ水深方向に一樣な流速分布形を示し、岸沖方向成分については、水深の浅い計測点では荒天時に底側において沖向き流れの発生が特徴的である一方で、水深の深い計測点では流速の変動幅は小さく、目立った特徴を示さない。
- 太平洋沿岸では、気象条件が平穏な時期には、流動全体に対する潮流の相対的な寄与が目立つが、荒天時には、風に起因する流れ場の影響が相対的に増大する。荒天時に、流速の沿岸方向成分は、海上風の沿岸方向成分と高い相関を示し、この関係は砕波帯近傍、外側を問わず認められる。岸沖方向成分については、砕波帯近傍では荒天時に強い沖向き流れの発生が見られ、沖側においてはコリオリ力の影響が確認された。
- 沿岸方向流速の鉛直分布は、海上風の変動に対応して変化し、風向・風速の転換時には流速分布が乱れる様相を呈する期間もあるが、数時間の後には鉛直方向に安定した流速分布が形成される。これより、海上風の変動は、比較的短時間のうちに流速分布に反映されることがわかる。
- 砕波帯よりも沖側の計測点では、荒天時に発達した時点の沿岸方向流速は、風速のほぼ2乗に比例する結果となり、風速の増加に伴い流速が急速に増大する結果が示された。また、砕波帯内では、沿岸方向流速が海上風の沿岸方向成分の数%に達し、非常に強い流速となる結果が得られた。すなわち、浅海域においては、流動場の特性を考える上で、水深の減少、波高の増大などの影響を考慮する必要があることがわかる。

第4章では、第3章で示された現地観測結果より、荒天時に沿岸方向に発達する流れが海上風の影響を強く受けていること、風の影響を考慮する上で浅海域特有の浅い水深や波浪の影響を考慮することの必要あることを踏まえて、荒天時に発達する沿岸方向の吹送流場に関する数値シミュレーションを実施した。ここで使用した数値モデルは、現地海岸での適用実績のある3次元海浜流モデルであり、風と波浪の影響の考慮や、砕波などの効果を流動場に取り入れることも可能であるが、ここで対象とした流動場は、沿岸方向の流動成分にのみ着目し、外力としては海上風を沿岸方向にのみ与えた。主な成果は以下のようである。

- 荒天時に発達した沿岸方向の流動場に対して、定常状態を仮定した吹送流場の基礎式を適用して、海面抵抗係数を推算した。その結果、海洋での観測から得られている従来の研究成果に比べて、大きな抵抗係数が得られ、水深の低減に従って抵抗係数が増加する傾向が見られた。観測結果より得られた抵抗係数が、従来の成果よりも大きいことは、浅水域においては吹送流場が強化される機構があり、計測地点の水深により強化の度合が変わることを考え合わせると、この機構は水深変化と何らかの関連を持つことが予想される。
- 現地海岸を想定した海底勾配を有する計算領域を対象に、現地海岸への適用実績のある3次元海浜流モデルを適用して、沿岸方向の風速を与えた場合のシミュレーションを行った。その結果、海面

抵抗係数を海洋で得られた関係式で与えた場合にも、水深の低減により流速が増加する傾向は確認されたが、岸沖方向の流速勾配が現地観測よりも緩い結果となった。

- 浅海域における流速の増加を考慮するために、海面抵抗係数に対して水深の影響を次のように考慮した。

$$\textcircled{1} C_{D\text{ new}} = C_D \times (1 + (h_{\max} - h) \times \alpha) \quad \alpha = 0.005, 0.01, 0.015, 0.02$$

$$\textcircled{2} C_{D\text{ new}} = C_D + (h_{\max} - h) \times \beta \quad \beta = 0.00003, 0.00005, 0.0001$$

$$\textcircled{3} C_{D\text{ new}} = C_D \times (K_s / K_{s,50})^\gamma \quad \gamma = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0 \quad (K_s: \text{浅水係数})$$

これらの海面抵抗係数を与えたシミュレーション結果において、浅水域での波高増大を考慮した③の場合に、流速値が観測結果に近く、流速勾配についても、①、②に比べて改善されている。従って、浅水域の流速場を風との関係から評価する場合には、波浪の影響が海面抵抗係数の見かけの増大として寄与することが認められた。

- 沿岸方向に発達する流動場に対して、海底勾配の変化および風向の変化が及ぼす影響について、海面抵抗係数に浅水変形の影響を考慮した数値モデルを用いて検討した。その結果、吹送流場の流速値、鉛直分布は海底勾配によらず、水深に応じた流速値、分布形を呈し、流速分布形は岸沖方向にほぼ相似形となった。流速分布形は、海面でのせん断力と水深を考慮した無次元パラメータ

$$U_* / f h \quad (U_*: \text{海面摩擦速度}, f: \text{コリオリパラメータ}, h: \text{水深})$$

と関連づけることができ、流速分布が $U_* / f h$ と線形に対応する領域と、 $U_* / f h$ に関係なく流速がほぼ一定となる領域（海面せん断応力と底面摩擦力がバランスする）が存在することが知れた。風速の時間変化を正弦波で与えた場合、流動場の変動には、流れの駆動力としての風速の他に、風速変動の時間スケールが関連することがわかった。また、変動周期が吹送流場の発達に必要な時間（半周期が数振子周期）以上の場合には、変動周期および風速の大小が、流動場の変動に及ぼす影響が少なく、水深に依存した傾向を持つことが認められた。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、京都大学防災研究所教授今本博健先生には、学生時代から現在に至るまでの長きにわたり、終始丁寧なご指導を賜りました。ここに深甚の謝意を表します。また、研究を遂行する上で、適切なお指示、ご助言をいただいた、京都大学防災研究所教授井上和也先生、高山知司先生に、厚く御礼申し上げます。

沿岸域での現地観測・データ解析および数値シミュレーションの実施にあたっては、京都大学防災研究所助教授山下隆男先生、同助手吉岡 洋先生、加藤 茂先生のご指導、ご協力を得ました。心より感謝いたします。また、波崎海岸および上越・大潟海岸における現地観測では、東京工業大学教授灘岡和夫先生をはじめとするでの共同観測参加者並びに波崎海洋研究施設関係者各位、大潟波浪観測所技官内山 清氏にご協力いただきましたことに、感謝申し上げます。

京都大学防災研究所助教授石垣泰輔先生、同助手武藤裕則先生には、私が宇治川水理実験所に配属されて以来、実験等の研究面に限らず、様々なご助力をいただいたことに、深く感謝いたします。また、宇治川水理実験所関係各位ならびに卒業生諸氏、災害観測実験研究センター関係各位に感謝の意を表します。

大学生活を始めてからの十数年にわたり、家族同様に接していただいた谷家のみなさまをはじめとして、数多くの方々に叱咤激励をいただき、時には貴重な体験をご一緒させていただくなど、語り尽くせぬほどのお世話になりました。ここに心よりの感謝を表します。

最後に、常に私を支え、励まし、最高の環境を与えてくれた両親に感謝いたします。